ORSAY
Série A
N° d'ordre
992

THESE

PRESENTEE

A L'UNIVERSITE DE PARIS-SUD
CENTRE D'ORSAY

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES

par

Pierre DARONIAN

CONTRIBUTION A L'ETUDE DE LA PRODUCTION MULTIPLE :
LES REACTIONS A 6 ET 7 CORPS DANS LES INTERACTIONS $\pi^- p$ A 11 GeV/c

Soutenue le 28 juin 1972, devant la Commission d'Examen

MM. A. BERTHELOT Président
A. ASTIER
M. FROISSART Examinateurs
Mme A. DAUDIN

ORSAY
Série A
N° d'ordre
992

THESE

PRESENTEE

A L'UNIVERSITE DE PARIS-SUD
CENTRE D'ORSAY

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES

par

Pierre DARONIAN

CONTRIBUTION A L'ETUDE DE LA PRODUCTION MULTIPLE :
LES REACTIONS A 6 ET 7 CORPS DANS LES INTERACTIONS $\pi^- p$ A 11 GeV/c

Soutenue le 28 juin 1972, devant la Commission d'Examen

MM.	A. BERTHELOT	Président
	A. ASTIER	
	M. FROISSART	Examinateurs
Mme	A. DAUDIN	

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

Je remercie Monsieur le Professeur A. BERTHELOT d'avoir bien voulu m'accueillir au Département de Physique des Particules Elémentaires et de m'avoir permis d'y préparer cette thèse.

Je voudrais exprimer ma reconnaissance à Monsieur A. ROGOZINSKI pour la bienveillance qu'il m'a témoignée. Que Madame A. DAUDIN trouve ici l'expression de ma gratitude pour l'intérêt qu'elle a constamment manifesté à ce travail.

J'ai bénéficié aux différents stades de cette étude de l'aide amicale de Messieurs C. KOCHOWSKI, B. GANDOIS et J.F. LEFUR. Qu'ils en soient remerciés.

Ce travail n'aurait pu être mené à bien sans la contribution de Monsieur L. MOSCA que je tiens à remercier tout particulièrement.

Cette expérience a nécessité le concours des physiciens et techniciens du CERN qui ont assuré le fonctionnement du Synchrotron à Protons, mis au point le faisceau et veillé à la bonne marche des différentes chambres à bulles.

C'est avec plaisir que je remercie Madame M. BROU et ses collègues pour leur travail minutieux et patient dans le dépouillement et l'analyse des clichés.

Enfin ce volume n'a pu être réalisé que grâce à l'effort et au savoir-faire de Mesdames O. LEBEY, G. MURAT et J. THIOLIERE que je tiens à remercier ici.

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION 1

I - TRAITEMENT DES DONNEES EXPERIMENTALES 3

1) Dépouillement des clichés 3

2) Mesure des événements 4

3) Reconstruction géométrique et cinématique des événements 4

4) Sélection des différents canaux 6

5) Evaluation des sections efficaces et leurs variations avec l'énergie 12

II - RESULTATS EXPERIMENTAUX 20

1) Les distributions des particules sortantes 20

2) La production des résonances 23

A- Réaction $\pi^- p \to p 2\pi^+ 3\pi^-$ 24

B- Réaction $\pi^- p \to p 2\pi^+ 3\pi^- \pi^\circ$ 30

C- Réaction $\pi^- p \to n 3\pi^+ 3\pi^-$ 34

III - LES PROBLEMES D'INTERPRETATION 35

1) Modèles théoriques et techniques d'investigation 36

A- Modèles à caractère statistique 36

B- Modèles dynamiques 41

C- Techniques d'investigation 49

2) Discussion des résultats expérimentaux 52

A- Mise en évidence de certains mécanismes de production 52

B- Comparaison du modèle "multi-Regge" aux données expérimentales 58

CONCLUSION 66

APPENDICE 68

INTRODUCTION

Dans le cadre d'une expérience en chambre à bulles sur les collisions $\pi^- p$ à une impulsion incidente de 11 GeV/c, nous avons spécialement étudié les collisions à six particules chargées dans l'état final. Les réactions à plus basse multiplicité (à deux et quatre particules chargées) ayant aussi été étudiées, nous utiliserons les résultats obtenus sur ces réactions pour faire une analyse comparative de certains phénomènes en fonction de la multiplicité.

En ce qui concerne les interprétations théoriques, si elles sont assez satisfaisantes pour les deux et les quasi-deux-corps, particulièrement en termes d'échange de pôles de Regge, il n'en est pas de même dans le cas des multicorps. En effet, il n'y a pas pour l'instant de théorie de la production multiple qui soit en accord avec les données expérimentales et les modèles phénoménologiques proposés s'ajustent au fur et à mesure sur celles-ci. Cependant, récemment une grande activité s'est manifestée dans ce domaine tant sur le plan théorique qu'expérimental. Des méthodes d'analyses nouvelles permettant d'exploiter plus efficacement les données des réactions à multiplicité élevée ont été mises au point. En outre, avec les nouveaux accélérateurs, un domaine d'énergie où, jusque là, les résultats expérimentaux étaient essentiellement fournis par les rayons cosmiques, devient accessible aux techniques de chambre à bulles. Dans ce domaine, les réactions à multicorps représentent la grande majorité des interactions. Il devient donc nécessaire de les étudier si l'on veut comprendre l'ensemble des mécanismes de production dans les collisions hadroniques.

Nous allons dans ce travail présenter nos résultats en relation avec l'ensemble des travaux tant expérimentaux que théoriques réalisés jusqu'ici.

Dans la première partie, nous décrivons les méthodes expérimentales utilisées dans l'obtention des événements, nous déterminons les sections efficaces des réactions et étudions leur variation avec l'énergie.

Dans une seconde partie, nous présentons les résultats expérimentaux concernant d'une part les caractéristiques des particules secondaires et leur variation avec la multiplicité, d'autre part la production des résonances dans les multicorps.

Dans le dernier chapitre, nous faisons une revue des différents travaux théoriques portant sur la production des multicorps. Nous comparons ensuite nos résultats avec leurs prédictions et en particulier avec celles d'un modèle du type multipériphérique.

I - TRAITEMENT DES DONNEES EXPERIMENTALES

Cette expérience s'est déroulée en deux fois. Une première prise de 100.000 clichés a eu lieu dans la chambre à bulle à hydrogène liquide britannique de 1,50 m, à une impulsion incidente de 11 GeV/c ; puis une seconde prise de 75.000 photographies, dans la C.B.H. de 2 m du CERN à 11,16 GeV/c.

Les détails expérimentaux relatifs à ces deux prises de clichés sont donnés par ailleurs [1]. Rappelons qu'en ce qui concerne les événements à 2 et 4 branches, participaient à leur exploitation les laboratoires de Hambourg, de Gênes et de Milan. Pour ce qui est des configurations à 6 branches, leur traitement s'est entièrement effectué à Saclay et a porté sur la plus grande partie des clichés obtenus.

Ce traitement comprend plusieurs stades, plus ou moins automatisés, que nous allons passer en revue. Ce sont dans l'ordre chronologique de leur déroulement, le dépouillement des clichés, la mesure des événements retenus, leur reconstruction spatiale, leur analyse cinématique et enfin la mise sur bande magnétique des informations nécessaires à la physique.

1) Dépouillement des clichés.

Le dépouillement a porté sur environ 127.000 clichés se répartissant de la façon suivante : 72.000 de la chambre britannique et 55.000 de la CBH 200. Les événements ayant la configuration requise, c'est à dire 6 traces secondaires chargées, ont été retenus s'ils se trouvaient dans une région de la chambre définie de manière à laisser un espace suffisant pour la bonne mesure des traces secondaires. Ce volume avait, dans la direction du faisceau, la dimension suivante :

62 cm pour la chambre britannique
110 cm pour la chambre du CERN

Ces dimensions sont plus grandes que celles retenues pour les événements à 2 et 4 branches, car pour ces derniers, l'impulsion de la particule la plus énergique étant plus élevée, il faut prévoir pour la mesure un espace plus grand à l'avant de la chambre et restreindre d'autant le région de sélection. De l'ordre de 13.750 événements ont été ainsi retenus pour être mesurés.

2) Mesure des événements.

La mesure des événements ainsi sélectionnés s'est effectuée sur des appareils semi-automatiques du type ENETRA à réticule fixe n'introduisant pas de distorsion systématique à la mesure. Ces appareils sont en ligne avec un calculateur CAE 510 qui transcrit sur bande magnétique les informations reçues et qui veille à la bonne marche de la logique de mesure ainsi qu'à la précision du pointé effectué. En cas de faute, le calculateur transmet l'ordre de recommencer la partie de la mesure jugée défectueuse.

Vu la complexité des topologies rencontrées : traces très serrées ou confondues, interverties d'une vue à l'autre, doubles diffusions multiples, certains événements ont dû être mesurés jusqu'à concurrence de 4 fois. Ceux dont la mesure se révélait encore incorrecte ont été alors abandonnés, leur nombre représente 15% de la statistique exploitée.

3) Recontruction géométrique et cinématique des événements

Lorsque la mesure d'un événement est jugée satisfaisante on procède alors à sa reconstruction spatiale. Celle-ci se fait à l'aide du programme "Thresh" qui, à partir des coordonnées des points mesurés sur le film calcule la trajectoire des rayons lumineux partant des points mesurés puis, à l'aide des 3 vues, reconstruit la trace par la méthode des points correspondants et enfin y ajuste

une hélice de base circulaire par une méthode de moindres carrés. Pour chaque trace le programme donne ainsi le rayon de courbure, l'angle azimutal et l'angle de profondeur qui sont les quantités nécessaires aux calculs de cinématique ultérieurs.

La version de "Thresh" qu'on a utilisée ne tient pas compte de la perte d'énergie des particules dans l'hydrogène; par suite, pour les traces peu énergiques, les résultats peuvent être erronés si la longueur de trace mesurée est trop grande ; il a donc fallu limiter celle-ci dans ce cas particulier (particules d'impulsion inférieure à 200 MeV/c).

Un autre problème a été posé par les distorsions dues à l'optique tant de la chambre britannique que de celle du CERN. Les corrections qui ont été faites sont décrites en Ref. [1] ainsi que les résultats obtenus après correction. Une question plus spécifique aux événements à haute multiplicité est soulevée par l'interversion de l'ordre des traces pour les particules de même charge, d'une vue à l'autre. Les traces devant être mesurées dans le même ordre sur chacune des 3 vues pour la bonne marche de la reconstruction géométrique, un sous-programme "Track Match" a été incorporé à "Thresh" dans le but de réordonner les traces qui sont interverties. Dans environ 60% des cas, ce sous-programme permet la récupération d'événements qui auraient été rejetés comme mal mesurés.

Avec les données résultant du programme de géométrie, en faisant une hypothèse d'attribution de masse pour les particules sortantes, on est en mesure d'écrire les équations de conservation d'impulsion-énergie. Ces calculs sont effectués par le programme "Grind" qui procède en outre à l'aide des équations de contrainte disponibles, à l'ajustement des données de géométrie par une méthode de moindres carrés [2]. Pour des données à distributions gaussiennes et dont les erreurs sont correctement estimées, la distribution du χ^2 obtenu dans chaque ajustement est donnée par la loi habituelle :

$$\mathcal{P}_n(\chi^2)\,d\chi^2 = \frac{1}{2^{n/2}\Gamma(n/2)}(\chi^2)^{\frac{n}{2}-1}e^{-\chi^2/2}d\chi^2$$

où n est le nombre de degrés de liberté de l'ajustement.

On peut utiliser aussi la probabilité associée au χ^2. Pour une valeur χ_o^2 du χ^2, elle est donnée par la relation

$$P(\chi_o^2) = \int_{\chi_o^2}^{\infty} \mathcal{P}(\chi^2)\,d\chi^2$$

Cette quantité comprise entre 0 et 1 doit avoir une distribution isotrope pour les événements d'un même canal.

Les réactions qui nous concernent ont été introduites dans le programme sous forme d"hypothèses" sur la nature des particules émises. Ce sont successivement les réactions

$\pi^- p \to \pi^- p\ \pi^-\pi^-\pi^+\pi^+$	(1)	
$\pi^- p \to \pi^- p\ \pi^-\pi^-\pi^+\pi^+\pi^\circ$	(2)	
$\pi^- p \to \pi^- p\ \pi^-\pi^-\pi^+\pi^+ m\pi^\circ$	(2')	$m>1$
$\pi^- p \to n\ \pi^-\pi^-\pi^-\pi^+\pi^+\pi^+$	(3)	
$\pi^- p \to n\ \pi^-\pi^-\pi^-\pi^+\pi^+\pi^+ k\pi^\circ$	(3')	$k\geq 1$

Rappelons que la réaction (1) donne lieu à un ajustement à 4 degrés de liberté, les réactions (2) et (3) à un ajustement à un seul degré de liberté, et que les réactions (2') et (3') n'ont pas d'ajustement.

4) <u>La sélection des différents canaux</u>

A ce stade du traitement il reste à choisir entre les différentes interprétations possibles données par le programme pour un même événement. Ce choix se fait en fonction de l'ionisation des traces et de critères ayant trait à l'ajustement, que nous allons définir.

Critère général

Une hypothèse est retenue comme possible, si l'ajustement correspondant a lieu avec une probabilité $P(\chi^2)$ non négligeable (>0,001) et si cette hypothèse n'est pas en contradiction avec les données sur l'ionisation des traces. Les canaux avec multineutres sont sélectionnés suivant des critères qui utilisent la masse manquante MM^2 et son erreur ΔMM^2 . L'hypothèse (2') a été retenue si

$$MM^2 + \Delta MM^2 > m^2(2\pi^o) = 0,02$$

l'hypothèse (3') l'a été si

$$MM^2 + \Delta MM^2 > m^2(n+\pi^o) = 1,16 .$$

Ces critères assez larges font qu'un même événement peut vérifier plusieurs hypothèses ; ceci arrive lorsque l'ionisation ne permet pas une attribution unique de masse aux traces positives ; en outre, à cause de l'énergie incidente relativement élevée, il est assez difficile de séparer les canaux ayant un seul neutre et les canaux multineutres correspondants.

Cependant, on constitue à ce niveau une bande magnétique sur laquelle pour chaque hypothèse retenue, on transcrit toutes les données disponibles et à partir de laquelle, on définira des critères supplémentaires pour obtenir dans chaque canal un lot d'événements le moins contaminé possible.

a) Réaction $\pi^- p \rightarrow \pi^- p \; \pi^- \pi^- \pi^+ \pi^+$ (1)

Chaque fois que l'hypothèse à 4 contraintes correspondant à cette réaction donne lieu à un ajustement de probabilité

$$P(\chi^2) > 0,01$$

elle est retenue de préférence à toute autre concernant un canal différent. Si pour un même événement, plusieurs hypothèses (4C) vérifient l'inégalité précédente, et que l'ionisation ne permette pas de trancher entre elles (ambiguité entre traces positives), est retenue, celle dont la probabilité est la plus grande.

Après ces coupures la répartition des événements de la réaction (1) en fonction des différentes ambiguités est donnée sur le tableau suivant :

$\pi^- p \to \pi^- p \pi^- \pi^- \pi^+ \pi^+$	Nombre d'événements
sans ambiguités	719
ambiguités avec :	
réaction (1)	32
réaction (2)	122
réaction (3)	0
TOTAL	873

Les distributions de masse et d'énergie manquante relatives à ce lot d'événements sont données Fig. 1 ; elles ont pour largeurs respectives 0,002 $\left[\text{GeV}/c^2\right]^2$ et 0,280 GeV.

b) Réaction $\pi^- p \rightarrow \pi^- p\, 2\pi^+ 2\pi^- \pi^\circ$ (2)

Cette réaction contient un certain nombre d'événements présentant deux genres d'ambiguité.

D'une part, il arrive que même si l'ajustement se fait avec une probabilité satisfaisante, la masse manquante soit compatible avec la création de plus d'un π°. D'autre part un même événement peut avoir plusieurs interprétations cinématiques, l'ajustement se produisant pour plusieurs hypothèses.

On peut voir sur les distributions de probabilité et de masse manquante avant toute coupure, les effets de ces différentes ambiguités Fig. 2 :

1 - il y a un excès d'événements pour des valeurs de $P(\chi^2) < 0{,}10$.

2 - la distribution de masse manquante présente une dissymétrie par rapport à la masse du π° avec un surplus d'événements aux grandes valeurs.

Les critères suivants ont été adoptés pour tenter de résoudre ces différentes ambiguités.

i) ambiguité entre 2 hypothèses avec ajustement

Les cas d'ambiguités entre des ajustements à 4 et 1 degré de liberté sont levés comme on l'a vu précédemment : l'hypothèse de l'ajustement à 1 degré de liberté est rejetée.

Si l'ambiguité réside entre deux ajustements à 1 degré de liberté, c'est celui à la plus grande probabilité qui est retenu. On peut voir sur la Fig. 3 un des effets qui justifient cette coupure ; la masse manquante ainsi obtenue (partie hachurée) est plus étroite et plus symétrique

que celle de tous les événements ambigus de ce canal. Un autre contrôle peut être fait en examinant le spectre de masse effective du tripion $\pi^+\pi^-\pi^o$ pour les événements successivement retenus et rejetés par cette sélection Fig. 4. Le signal correspondant à la production du ω est beaucoup plus net dans le premier cas.

ii) ambiguités entre les réactions (2) et (2')

Dans un diagramme MM^2 en Fonction de $P(\chi^2)$ on observe une corrélation très nette entre l'excès d'événements à grande masse manquante et à probabilité inférieure à 0,1. Donc dans un premier stade furent retenus les événements avec

$$P(\chi^2) > 0,1$$

Cependant une légère dissymétrie de la distribution en MM^2 persistant, une coupure supplémentaire dans le plan des variables $\left[P(\chi^2),\ MM^2\right]$ a été introduite

$$P(\chi^2) + 6,8\ MM^2 < 1,20$$

permettant d'obtenir ainsi la symétrie voulue.

En résumé, les critères de sélection appliqués au canal (2) s'établissent ainsi:

- rejet des événements ambigus avec le canal (1)
- l'hypothèse avec la meilleure probabilité est retenue si elle est supérieure à 0,10
- $P(\chi^2) + 6,8\ MM^2 < 1,2$

et déterminent la répartition suivante des événements :

$\pi^- p \to \pi^- p \pi^- \pi^- \pi^+ \pi^+ \pi^\circ$	Nombre d'événements
sans ambiguités	805
ambiguité avec : - le canal multineutre correspondant	547
- au moins une hypothèse avec ajustement	330
- autres canaux multi-neutres	169
TOTAL	1851

c) Réaction $\pi^- p \to n\pi^- \pi^- \pi^- \pi^+ \pi^+ \pi^+$ (3)

Des critères équivalents ont été utilisés pour la sélection des événements de ce canal. L'hypothèse retenue est celle qui a la plus grande probabilité $P(\chi^2)$ avec la condition supplémentaire

$$P(\chi^2) > 0{,}10$$

Ces conditions permettent d'obtenir un lot d'événements dont les distributions de probabilité et de masse manquante sont satisfaisantes (fig. 5). Les événements ainsi sélectionnés se répartissent comme suit :

$\pi^- p \rightarrow n\pi^-\pi^-\pi^-\pi^+\pi^+\pi^+$	Nombre d'événements
sans ambiguités	236
-ambiguités avec : multineutre correspondant	80
-réaction 2	203
-autres multineutres	287
TOTAL	806

5 - Evaluation des sections efficaces et leurs variations avec l'énergie

La valeur de la section efficace de production des réaction à 6 particules chargées dans l'état final a été obtenue par l'évaluation des sections efficaces topologiques déduites du dépouillement et corrigées des facteurs d'efficacité respectifs [1-3] (voir tableau ci-dessous).

Configuration	%
0 branches	1,4
2	42
4	35
6	13
≥8	2,2
P.E	6,4

Nous avons utilisé la valeur de la section efficace totale donnée par une expérience de compteurs [4],

$$\sigma_{tot}\,(\pi^- p)_{11\ GeV/c} = 26,5 \pm 0,1\ mb$$

Il en résulte pour les événements à 6 branches

$$\sigma_{6B}(\pi^- p) = 3,5 \pm 0,2\ mb$$

L'erreur sur la section efficace est évaluée en tenant compte, en plus de l'erreur statistique, de celle due à l'incertitude sur la correction d'efficacité de dépouillement.

Le nombre d'événements corrigé et les sections efficaces correspondant à chaque réaction, sont donnés sur le tableau ci-après. Pour tenir compte, dans les erreurs, de la présence d'un certain nombre d'événements ambigus par canal, ces erreurs ont été calculées en prenant deux déviations standard pour les événements ambigus et une déviation pour ceux où il n'y a pas d'autre ambiguité qu'avec le canal multineutre associé.

Réaction	Nombre d'événements corrigés des coupures en probabilité	$(\sigma \pm \Delta\sigma)$ mb
$\pi^- p \rightarrow p 2\pi^+ 3\pi^-$ (1)	882	0,27 ± 0,03
$\pi^- p \rightarrow p 2\pi^+ 3\pi^- \pi^\circ$ (2)	2056	0,63 ± 0,07
$\pi^- p \rightarrow n 3\pi^+ 3\pi^-$ (3)	886	0,27 ± 0,04
canaux multineutres	7526	2,32 ± 0,2
Total	11350	3,5 ± 0,2

Les déterminations de la section efficace des réactions $\pi^- p$ à 6 branches sont encore assez rares, on peut néanmoins suivre la variation de cette section efficace en fonction de l'impulsion incidente entre 5,5 et 25 GeV/c sur la fig. 6a. Les valeurs correspondantes sont données sur le tableau suivant :

P_{lab}(GeV/c)	[5] 5,5	[6] 6	[7] 10	cette expérience 11	[8] 13	[9] 16	[8] 20	[10] 25
$\sigma(6b) \pm \Delta\sigma$ mb	$1,16 \pm 0,14$	$1,36 \pm 0,06$	$3,33 \pm 0,09$	$3,5 \pm 0,2$	$4,3 \pm 0,14$	$4,16 \pm 0,23$	$5,21 \pm 0,17$	$5,31 \pm 0,12$

Les valeurs des sections efficaces de production pour chaque canal sont reportées aux différentes énergies disponibles sur le tableau ci-après et sur la fig. 6b :

		Réaction(1)	Réaction(2)	Réaction(3)	Canaux Multineutres
[11]	3,9	0,12 + 0,01			
[5]	5,5	0,21 + 0,02	0,34 + 0,03	0,12 + 0,01	0,49 + 0,04
[6]	6	0,25 + 0,02	0,35 + 0,04	0,14 + 0,03	0,62 + 0,12
	11	0,27 + 0,03	0,63 + 0,07	0,27 + 0,03	2,32 + 0,20
[9]	16	0,25 + 0,015	0,55 + 0,03	0,19 + 0,02	3,13 + 0,18

on voit que pour les 3 premiers canaux, après un maximum se situant autour de 10 GeV/c, ces sections efficaces commencent à décroître avec l'énergie.

Par contre, les canaux multineutres ont des sections efficaces qui continuent à augmenter avec l'énergie ; la croissance de la section efficace $\sigma(\pi^- p)_{6br}$ observée fig. 6a est donc essentiellement due à celle des canaux multineutres ; ce comportement a également été observé dans toutes les topologies.

La figure 7, sur laquelle sont portées les sections efficaces des différents canaux en fonction de l'énergie [12] illustre ce phénomène. On peut traduire ce fait d'une manière plus quantitative en évaluant le rapport du nombre d'événements avec plusieurs neutres au nombre d'événements total pour chaque configuration. Nous avons fait cette évaluation sur les données des π^+ de 8 GeV/c [13], des π^- de 16 GeV/c [14] et à notre impulsion.

Sur le tableau suivant sont donc données les sections efficaces de production des réactions inélastiques, celles des canaux multineutres correspondants et leur rapport.

		0br	2br	4br	6br	8br	10br	total
$\pi^+ p$ 8 GeV/c	σ_{inel}	-	6,6	8,7	3	0,5	-	
	$\sigma_{multi-neutre}$	-	5.0	4,5	1,5	0	-	
	R		0,76	0,52	0,5	0		0,59
$\pi^- p$ 11 GeV/c	σ_{inel}	0,4	6,7	9,25	3,5	0,56	-	
	σ_{mult}		5,6	6,2	2,32	0,30	-	
	R		0,83	0,67	0,66	0,54		0,72
$\pi^- p$ 16 GeV/c	σ_{inel}	0,4	4,64	7,73	4,16	1,25	0,24	
	σ_{mult}		4,07	5,75	3,18	0,92	0,14	
	R		0,88	0,74	0,76	0,74	0,58	0,78

A énergie fixe, ce rapport diminue avec le nombre de branches comme on peut s'y attendre, par contre, il augmente quoiqu'assez lentement avec l'énergie incidente. Du tableau précédent, peuvent être tirées aussi des informations sur la multiplicité des interactions. Rappelons que pour une réaction

$$A + B \rightarrow 1 + 2 + \ldots + n$$

la multiplicité est le nombre n de particules sortantes, qu'elles soient ou non des produits de désintégration d'objets plus lourds ; la multiplicité chargée notée n_c étant le nombre de particules chargées émises, c'est-à-dire le nombre de branches de l'événement correspondant. La multiplicité est une quantité difficile à atteindre par la technique habituelle de chambre à bulles à hydrogène, à moins de faire certaines hypothèses sur le pourcentage relatif des pions chargés et neutres [13] ; par contre la distribution de n_c peut-être obtenue d'après les sections efficaces topologiques.

Pour les interactions $\pi^- p$ à notre énergie cette distribution est donnée en Fig. 8 . Comme pour d'autres expériences en π^- [10,14,15], elle semble pouvoir être reproduite d'une façon assez satisfaisante par une loi de Poisson de la forme :

$$P(n,\bar{n}) = \frac{\bar{n}^n}{n!} e^{-\bar{n}}$$

où $\bar{n}$ représente la valeur moyenne de la distribution, avec $\bar{n}_c = 3,75 \pm 0,1$.

Cependant, des écarts assez sensibles, avec la loi de Poisson ont pu être mis en évidence et un meilleur accord a été obtenu avec une formule empirique qui est valable pour toutes les interactions $\pi^{\pm} p$ et pp [16].

Il est intéressant d'étudier la variation de la multiplicité moyenne chargée $\bar{n}_c$ en fonction de l'énergie. En effet, elle peut servir de test pour la validité des différents modèles, par exemple,

le modèle multipériphérique, sur lequel nous reviendrons , prévoit une variation logarithmique de la multiplicité moyenne en fonction de l'énergie.

Avec des π^- incidents, cette loi est assez bien vérifiée comme le montre la figure 9a où l'on a porté $\bar{n}_c$ en fonction de l'énergie dans le système du centre de masse ; la droite correspondante a pour équation

$$\bar{n}_c = (-0,9 \pm 0,2) + (3 \pm 0,5) \text{ Log } W$$

En ce qui concerne les interactions p-p une compilation de résultats obtenus avec les accélérateurs, et de données de rayons cosmiques récentes [17], a permis d'obtenir la variation de $\bar{n}_c$ (figure b) avec la loi

$$\bar{n}_c = (2,04 \pm 0,19) + (1,4 \pm 0,2) \text{ Log } W \text{ .}$$

On constate une différence pour la pente de cette droite qui est plus faible dans ce dernier cas. Cependant avec les données actuelles on ne peut dire si la loi de croissance logarithmique de $\bar{n}_c$ en fonction de l'énergie incidente est différente pour les interactions $\pi^- p$ et pp et il est nécessaire de disposer de mesures de multiplicité plus précises à haute énergie.

II - RESULTATS EXPERIMENTAUX

Deux points de vue se présentent pour analyser les nombreuses données fournies par les réactions à haute multiplicité. L'un consiste à étudier les particules émises indépendamment de leurs corrélations possibles (ou en supposant que celles-ci sont faibles) ; les variables auxquelles on s'intéresse alors sont caractéristiques des particules individuelles : les différents quadrimoments transférés des particules initiales aux particules finales, les angles d'émission de ces dernières dans le système du centre de masse, leurs impulsions transverses et longitudinales. Ces distributions seront susceptibles de guider une recherche des mécanismes mis en jeu dans la production multiple [18] Dans le deuxième cas, on s'intéresse plus spécialement aux corrélations entre différentes particules, la production de résonances étant une des causes majeures de ces corrélations. Il sera alors important de connaître le taux de production de ces résonances et comment elles sont produites du point de vue dynamique.

Nous commencerons donc par examiner les différentes propriétés dynamiques des particules produites puis nous passerons en revue les résonances observées dans chacune des trois réactions.

1) Les distributions des particules sortantes.

Parmi les différents quadrimoments transférés, celui du proton cible au nucléon final Δ_p^2/nucléon est le plus caractéristique de la réaction. A plus basse multiplicité, il détermine, avec l'énergie incidente, la dynamique des réactions à quasi-deux-corps telles que $Mp \to M^*p$ où M est le méson incident ; même à plus haute multiplicité certains ont tenté d'expliquer les caractéristiques de la réaction $\pi^+p \to p\pi^+\pi^+\pi^+\pi^-\pi^-$ à 8 GeV/c par les données sur le proton de recul [19].

Les distributions en Δ_p^2/nucléon pour les 3 réactions étudiées montrent une accumulation aux relativement faibles valeurs du Δ^2 ($\Delta^2 \simeq 1(GeV/c)^2$), fig.10 .

On peut constater, dans le cas de la réaction (1) par exemple, le désaccord de cette distribution avec les prédictions du modèle statistique (Fig.10a). Le caractère "périphérique" de ces réactions, malgré leur multiplicité élevée, reste encore assez prononcé. Une comparaison avec les réactions à plus basse multiplicité est faite à l'aide, cette fois, des distributions en $\cos\theta^*$, où θ^* est l'angle d'émission des protons dans le système du centre de masse de la réaction. L'évolution de ces distributions qu'on voit sur la figure 11 peut être caractérisée par le rapport du nombre de protons émis vers l'avant au nombre total d'événements.

Ce rapport qui est égal à 0, dans notre cas, pour la réaction $\pi^- p \to \pi^- p$, augmente avec la multiplicité et devient de l'ordre de 0,22 pour la réaction $\pi^- p \to p 2\pi^+ 3\pi^- \pi^\circ$ où $n = 7$.

En ce qui concerne les impulsions transverses des différentes particules, on a remarqué depuis assez longtemps sur des résultats obtenus par l'étude des rayons cosmiques que leurs valeurs sont fortement limitées et que l'impulsion transverse moyenne $\overline{p_T}$ est de l'ordre de 400 MeV/c [20] En outre $\overline{p_T}$ semble en première approximation indépendant de la multiplicité des réactions et de l'énergie incidente. Cependant, notons qu'une faible variation de p_T existe en fonction de la multiplicité ainsi que de la masse des particules considérées ($\overline{p_T}$ croissant avec la masse).

Nous retrouvons ces caractéristiques dans les interactions $\pi^- p$ à 11 GeV en général. En ce qui concerne les réactions à 6 branches plus particulièrement, les distributions des impulsions transverses pour les nucléons et les pions sans distinction de charge sont données sur la figure 12 .

Dans le cas de la réaction (1), nous avons pour les pions

$$\overline{p_T}(\pi) \simeq 355 \pm 8 \text{ MeV/c}$$

cette valeur est indépendante de la réaction considérée pour l'ensemble des interactions $\pi^- p$ à 11 GeV [21] Pour les nucléons cette valeur moyenne est effectivement un peu plus élevée :

$$\overline{p_T}(\mathcal{N}) \simeq 450 \pm 15 \text{ MeV/c}$$

et elle semble varier dans une plage comprise entre 350 et 450 MeV/c pour les différentes multiplicités.

Les distributions des impulsions longitudinales présentent des caractéristiques plus différenciées, car c'est dans ces distributions que se manifeste le plus nettement l'effet "leading" dans lequel les particules incidentes ayant gardé une partie plus ou moins grande de leur impulsion initiale présentent un comportement qui les distingue de celui des autres particules secondaires. Ainsi pour les nucléons, ceux-ci sont émis en majorité aux grandes valeurs négatives de p_L^* (Fig.13). Ceci a été observé d'une manière encore plus accentuée dans les réactions à 2 et 4 branches (Fig. 7 [21]). En ce qui concerne les distributions des pions, la situation est différente : ces distributions présentent un maximum vers $p_L^* = 0$ et sont à peu près symétriques (Fig. 13). Cependant, il y a un léger excès d'événements pour $p_L^* > 0$ dans le cas des π négatifs. On peut mettre en évidence l'effet leading pour le π^- en le distinguant, par exemple, comme celui qui a le plus petit Δ^2 transféré depuis le π^- incident. On voit sur la figure 14 les distributions des π^- ainsi sélectionnés et celle du π° dans la réaction (2). Comparées aux réactions à 2 et 4 branches (Fig. 8 [21]), ces distributions ne présentent plus qu'un effet leading atténué et tendent à un maximum vers $p_L^* = 0$ surtout pour les réactions où $n = 7$.

On constate donc dans l'étude comparative des réactions à 2, 4 et 6 branches que l'effet leading ainsi que le "périphérisme" (qui n'en est pas indépendant), diminuent lorsque la multiplicité croît, mais que les principales caractéristiques observées dans les réactions à 2 et 4 branches restent présentes sous une forme atténuée dans les réactions à 6 branches.

2) La production de résonances

La présence de combinaisons multiples dans les complexes à deux particules ou plus est à priori un obstacle à l'observation et à l'étude des résonances produites dans les réactions à multiplicité élevée.

En effet, dans les réactions (1) et (2), on dénombre :

- 2 combinaisons pour le complexe $p\pi^+$
- 3 combinaisons pour le complexe $p\pi^-$
- 6 combinaisons pour le dipion $\pi^+\pi^-$ et le tripion $\pi^+\pi^-\pi^-$.

Dans la réaction (3) $\pi^- p \rightarrow n\, 3\pi^+\, 3\pi^-$ il y a :

- 3 combinaisons pour les complexes $n\pi^+$ et $n\pi^-$
- 9 combinaisons pour le dipion $\pi^+\pi^-$.

Ce fait rend d'une part moins perceptibles qualitativement les résonances produites, ces dernières se détachant sur un fond accru et d'autre part l'évaluation de leur taux de production est rendue moins précise par la présence de ce fond. Il a fallu faire deux hypothèses pour permettre cette évaluation. On a supposé premièrement qu'une seule combinaison par événement contribue à la résonance, ensuite qu'on peut négliger les effets d'interférence produits lorsque deux combinaisons (ou plus) se trouvent dans une région de masse où existe une résonance. Nous allons donc examiner successivement dans les trois réactions quelles sont les résonances observées.

A - Réaction $\pi^- p \rightarrow p\, 2\pi^+ 3\pi^-$ (1)

Sur la figure 15 , où sont montrés les spectres de masses effectives des complexes baryoniques $p\pi^+$ et dipionique $\pi^+\pi^-$, on voit une importante production de l'isobare $\Delta^{++}(1236)$ et du $\rho^o(765)$. Un des moyens pour diminuer le fond sous la résonance est de réduire le nombre de combinaisons en distinguant les pions positifs et négatifs par une quantité liée à la dynamique de l'interaction. Ce peuvent être l'impulsion dans le système du laboratoire ou dans celui du centre de masse, ou bien le Δ^2 transféré du π^- incident etc. Nous avons choisi l'impulsion dans le laboratoire pour faire cette distinction; en effet, le système du laboratoire est un des plus adéquats pour discriminer les particules qui "vont" avec la cible de celle qui sont liées au faisceau ou à la pionisation [22] et c'est effectivement de cette façon qu'on a obtenu les meilleurs signaux pour les résonances.

Les pions positifs, au nombre de 2 sont labellés π^+_R (rapide) et π^+_L (lent), l'indice R(L) désignant celui qui a la plus grande (petite) impulsion. Les trois pions négatifs se répartissent en π^-_R, π^-_M et π^-_L ; R, M et L désignant respectivement le pion qui a la plus grande, la moyenne et la plus petite impulsion. Cette distinction faite, on constate que les 6 combinaisons dipioniques qu'on peut former et qui sont :

$$\pi^+_R\ \pi^-_R\ ,\quad \pi^+_R\ \pi^-_M\ ,\quad \pi^+_R\ \pi^-_L$$

$$\pi^+_L\ \pi^-_R\ ,\quad \pi^+_L\ \pi^-_M\ ,\quad \pi^+_L\ \pi^-_L$$

donnent des spectres de masses d'allure bien différentes, fig. 16 .On voit que le meilleur signal pour le ρ^o est donné par la combinaison $\pi^+_R\ \pi^-_R$ et que le ρ^o est produit d'une manière plus abondante avec le π^+_R. fig. 15d. De plus

tandis que sur le spectre total, fig. 15c, on n'observe pas de signal correspondant au f^o, sur le spectre partiel $\pi^+_R \pi^-$ fig. 15d, une indication apparaît qui est nettement confirmée sur le spectre à combinaison unique $\pi^+_R \pi^-_R$ fig. 15d (histogramme hachuré).

Cette distinction est valable aussi pour le complexe $p\pi^+$: on voit sur la figure 15b, qu'à peu près tout le Δ^{++} est formé par la combinaison $p\pi^+_L$. Néanmoins, en ce qui concerne les sections efficaces leur évaluation a été, en général, faite sur les spectres contenant toutes les combinaisons.

Pour déterminer ces sections efficaces, sur chacune des distributions a été ajustée une courbe de Breit-Wigner additionnée d'une façon incohérente à un fond tracé à la main (courbe en pointillé sur les différentes figures). Nous avons adopté cette solution car le fond sous ces résonances n'est pas décrit par l'espace de phase. Par ailleurs, les courbes prévues par le modèle multipériphérique reggeise que nous avons obtenues dans la partie III de ce travail ne peuvent être utilisées sans précaution comme représentatives de l'allure véritable de ce fond, principalement à cause d'arguments de dualité [23].

La formule à ajuster s'écrit donc :

$$F(m,\Gamma,\alpha) = \alpha\, BW(m, m_o, \Gamma)\, f(m) + (1-\alpha)\, f(m)$$

où $$BW(m, m_o, \Gamma) = \frac{\Gamma}{(m-m_o)^2 + \Gamma^2 m_o^2} \cdot \frac{m}{q}$$

est la forme de Breit-Wigner adaptée par Jackson [24] dans le cas d'une résonance dont on ne connaît pas le mécanisme de production mais dont on décèle la désintégration.

- f(m) est la fonction qui donne le fond.
- a, m_o et Γ sont respectivement le taux de production la masse centrale et la largeur de la résonance.
- q est l'impulsion commune des deux particules de désintégration dans le système au repos de la résonance.

Dans le cas de résonances produites assez près du seuil comme le Δ et à un moindre degré le ρ, la largeur de la courbe de BW est prise variant avec la masse de la résonance.

$$\Gamma(m) = \Gamma_o \, (q/q_c)^{2\ell+1} \, \rho(m) \Big/ \rho(m_o)$$

- l'indice o est relatif à la valeur centrale de la masse de la résonance,
- ℓ est le moment orbital relatif,
- $\rho(m)$ est un facteur variant lentement avec m.

Les expressions données pour $\rho(m)$ en réf. [24] et que nous avons adoptées sont :

pour le Δ

$$\rho(m) = \frac{(m+m_p)^2 - m_\pi^2}{m^2}$$

pour le ρ

$$\rho(m) = \frac{1}{m}$$

- m_p et m_π sont les masses du proton et du π^+ respectivement.

Dans les différents ajustements, la masse, la largeur et le pourcentage de production de la résonance sont pris comme paramètres libres chaque fois que cela a été possible ; sinon la masse et la largeur ont été imposées. Les résultats concernant les ajustements effectués sur les principales résonances observées dans cette réaction sont rassemblés sur le tableau suivant où l'on a porté, en outre, l'erreur sur le taux de production et le χ^2 normalisé.

Complexe	rés.	M	Γ	$\alpha_{\%}$	$\Delta\alpha^{**}$	χ^2_N
$p\pi^+$	Δ^{++}	1241	*	46,5 %	3,5	1,5
$p\pi^+_S$	Δ^{++}	1237	*	38,5 %	3	1,4
$\pi^+\pi^-$	ρ°	*	*	94 %	6	1,3
$\pi^+_R\pi^-$	ρ°	768	150	60 %	5	0,8
	f°	*	*	7,5 %	5	0,8
$p^\circ\pi^-$	A_1^-	1060	90	21 %	3,5	0,5
	A_2^-	1322	122	19 %	6,5	

Les pourcentages de Δ^{++} et de ρ° peuvent paraître élevés mais ils sont comparables aux données des π^- de 16 GeV [26] qui sont de l'ordre de 41 % et 91 %. En ce qui concerne le ρ°, cependant, il est nécessaire d'apporter une correction à la valeur trouvée ci-dessus ; en effet, dans la réaction $\pi^- p \to p\pi^+\pi^+\pi^-\pi^-\pi^-$ existe le canal

$$\pi^- p \to p\pi^-\rho^\circ\rho^\circ$$

dans lequel le ρ° se trouve produit deux fois.

---

*) Les quantités non reportées sont prises des tables de Rosenfeld [25].

**) Les erreurs sont celles du programme de minimisation, elles ne tiennent donc pas compte des incertitudes sur l'évaluation du fond.

Le pourcentage de 94 % est donc surestimé du taux de la double production. Pour calculer ce taux, on s'est placé dans la région de masse du ρ° (0,66-0,86) GeV, successivement pour les trois combinaisons incluant le π^+_R et l'on a évalué la proportion de ρ° produit dans les combinaisons associées. Le pourcentage obtenu ainsi est de l'ordre de 14 %, donnant un taux de production pour le ρ° dans la réaction (1) de 80 ± 6 %.

Production associée $\Delta^{++}\rho^\circ$

L'importance simultanée des productions du Δ^{++} et du ρ°, et le fait qu'ils soient produits le premier avec le π^+_L, le second en majorité avec le π^+_R, nous ont conduit à chercher si ces deux résonances sont produites en association et dans ce cas à évaluer la fréquence du canal $\pi^- p \to \Delta^{++}\rho^\circ\pi^-\pi^-$. Sur un diagramme à double entrée donnant la masse $\pi^+_F\pi^-$ en fonction de celle du $p\pi^+_L$ on peut voir clairement une telle association fig. 17a . La production associée du Δ^{++} et du ρ° a été estimée de la manière suivante : en se plaçant dans l'intervalle de masse correspondant à la résonance Δ^{++} $\left[1140 < M(p\pi^+_L) < 1300 \text{ MeV}\right]$ formée avec le π^+_L (fig.15b) dont le taux de production est de $R_1 = 39$ % , on a ajusté sur le spectre de masse $\pi^+_F\pi^-$ associé (fig.17c) une courbe par la méthode décrite au début de ce paragraphe. La valeur obtenue dans cet ajustement est $R_2 = 59$ % et le taux de production associée est alors donné par le produit $R = R_1 R_2 = 0,23$
La section efficace du canal :

$$\pi^- p \to \Delta^{++}\rho^\circ\pi^-\pi^-$$

peut s'en déduire, et donne $\sigma = (62 \pm 7)$ µb .

Production des A.

L'examen du spectre de masses effectives du complexe tripionique $\pi^+\pi^-\pi^-$ révèle une forte accumulation d'événements dans la région des A. fig. 37d . Des structures semblables ont été observées dans la plupart des topologies étudiées à 11 GeV [27] et plus spécialement dans la réaction $\pi^- p \rightarrow p\pi^+\pi^-\pi^-$ [28, 1] où une détermination des nombres quantiques J^P du A_1 et du A_2 a été faite. Si l'on considère le spectre de masse du complexe $\rho^o\pi^-$, (fig. 18), cette accumulation se confirme et se structure en deux pics distincts. L'ajustement fait sur ce dernier spectre (courbe en trait plein) donne des taux de production de 19 % et 21 % pour le A_1 et le A_2. Les valeurs des masses et des largeurs trouvées sont :

$$m(A_1) = 1060 \pm 10 \text{ MeV} \qquad \Gamma(A_1) = 90 \text{ MeV}$$

$$m(A_2) = 1280 \pm 15 \text{ MeV} \qquad \Gamma(A_2) = 120 \text{ MeV}$$

Ces valeurs sont tout à fait comparables à celles obtenues en référence [27] où une compilation de la production des A a été faite sur toutes les réactions $\pi^- p$ à 11 GeV/c où celle-ci est suceptible d'avoir lieu ; le spectre total contenait près de 7700 événements et les valeurs trouvées étaient dans ce cas de :

$$m(A_1) = 1069 \pm 7 \text{ MeV} \qquad \Gamma(A_1) = 99 \pm 15 \text{ MeV}$$

$$m(A_2) = 1288 \pm 10 \text{ MeV} \qquad \Gamma(A_2) = 135 \pm 26 \text{ MeV}$$

Complexes à multiplicité plus élevée.

C'est dans les réactions à haute multiplicité qu'on peut espérer trouver des résonances lourdes, ou des objets se désintégrant par un processus cascade, l'état intermédiaire étant aussi une résonance. Cependant, aucune structure statistiquement significative n'a pu être mise en évidence dans les spectres de masse des complexes à 4 et 5 pions dans la réaction (1).

La figure 19a montre le spectre de masse du complexe $\rho^\circ\pi^+\pi^-$ où pourrait s'observer le $\rho(1710)$ se désintégrant en 4π ou en $\rho\pi\pi$ [25] . Même si l'on cherche à réduire le nombre de combinaisons en sélectionnant le ρ° formé avec le π^+ et le π^- le plus rapide (partie hachurée de l'histogramme), les structures qui apparaissent alors n'ont plus de signification à cause de la statistique trop faible. En ce qui concerne le complexe 5π où il n'y a qu'une seule combinaison par événement (fig.19b), la même remarque reste valable. Ceci nous conduit à penser que les sections efficaces de production d'objets formées de 4 ou 5π sont faibles (<10 microbarns).

B - Réaction $\pi^-p \to p\,3\pi^-\,2\pi^+\pi^\circ$ (2)

Dans cette réaction, le nombre de nouveaux canaux ouverts dus à la présence du π° supplémentaire, a comme conséquence de réduire notablement le taux de production de chacune des résonances observées. De plus, comme dans les réactions à 4 branches, lorsqu'on passe de la réaction $\pi^-p \to p\pi^-\pi^+\pi^-$ à la réaction avec un π° supplémentaire, l'accumulation vers les basses masses des complexes $p\pi$ et $\pi\pi$ s'accentue. Ceci a pour effet d'accroître le fond sous les résonances produites dans ces régions comme on peut l'observer sur les figures 20 et 21 .

Dans le cas des complexes baryoniques $p\pi^+$, $p\pi^\circ$ et $p\pi^-$, (fig.20), on remarque la présence du Δ dans les 3 états de charge correspondants, avec cependant une proportion beaucoup plus élevée dans la voie $p\pi^+$; l'ajustement effectué dans ce dernier cas donne un taux de production de l'ordre de 19 %.

En ce qui concerne les dipions le ρ se manifeste par un épaulement dans les distributions de masse des complexes $\pi^-\pi^\circ$ et $\pi^+\pi^-$ figs. 21a et b, il convient de signaler l'absence de production du ρ^+ dans cette réaction à π^- incident. Fig. 21c.

Enfin dans les complexes tripioniques, s'il y a une forte accumulation d'événements dans la région des A, il ne semble pas qu'elle se structure aussi nettement que dans la réaction 1. Figs. 22b,c. Par contre, il y a une assez nette production de η et de ω se désintégrant en $\pi^+\pi^-\pi^\circ$. Fig. 22a.

Les résultats des ajustements effectués apparaissent sur le tableau suivant :

Complexe	Résonance	M	Γ	$\alpha_{\%}$	Δ_α^{**}	χ^2_n
$p\pi^+$	Δ^{++}	1218	100	19	2,5	0,6
$\pi^+\pi^-$	ρ°	-	-	38,5	4,5	1,5
$\pi^-\pi^\circ$	ρ^-	-	-	14,5	2,5	1,6
$\pi^+\pi^-\pi^\circ$	η	547,5	-	4	1	1,2
	ω	783,4	-	16	2,5	

**) Cf. page 27.

Le quadripion $\pi^-\pi^+\pi^-\pi^\circ$ et les réflexions η - ω

Il y a quelques années ASTIER et al. [29] ont signalé la présence d'une structure dans le complexe $K\bar{K}$ d'isospin I=1 observée dans les réactions d'annihilation à l'arrêt.

$$\bar{p}p \rightarrow K^\circ_1, K^\pm \pi^\mp .$$

Ils l'interprétaient indifféremment comme une amplitude resonnante de Breit-Wigner donnant une résonance de masse centrale $m_o = 1016 \pm 10$ MeV et de largeur $\Gamma = 25$ MeV ou comme une amplitude de longueur de diffusion. Dans ce dernier cas, on aurait une résonance étroite à 975 MeV qu'on pourrait alors identifier avec le $\delta^\pm$ dont le mode $\pi^\pm\eta$ a été observé par ailleurs [30 et 31] .

En fait la plupart des observations faites sur le $\delta^\pm$ en $\pi^\pm\eta$ [32a,b,c,d] ont été mis en doute à cause des faibles statistiques et des différentes réflexions possibles des autres canaux sur le complexe $\pi\eta$ [33]. Plus récemment, BAUBILLIER et al. [34] ont montré dans les annihilations $\bar{p}p \rightarrow 3\pi^+ 3\pi^-\pi^\circ$ entre 1,1 et 1,47 GeV/c que le δ observé dans le spectre de masse du complexe $\pi^\pm\eta$ $\hookrightarrow \pi^+\pi^-\pi^\circ$, était essentiellement

corrélé à la production du ω par la deuxième combinaison $\pi^+\pi^-\pi^\circ$.

A 11 GeV, nous sommes en présence d'un signal assez net de η avec un fond de l'ordre de 40 % ; nous avons donc porté, fig. 23a , la distribution de la masse effective $\pi^-\eta$ où le η est défini par la condition

$$0,5 < M(\pi^+\pi^-\pi^\circ) < 0,6 \text{ GeV}$$

On y distingue un pic (4 déviations standard) autour de 1020 MeV d'une largeur approximative de 60 MeV. Ce pic se

trouve à l'emplacement du $\pi_N(1020)$ et dans les tables il se trouve relié au δ. Lorsqu'on étudie la contribution du ω au spectre $\pi^-\eta$, on voit sur les deux figures 23b et 23c comment celle-ci intervient ; les deux spectres sont complémentaires, en effet :

a) dans le premier on impose à la combinaison $\pi^+\pi^-\pi^\circ$ restante de ne pas se trouver dans la région de masse du ω (750-810) MeV ; le spectre de masse $\pi^-\eta$ montre alors un pic très atténué dans la région attendue.

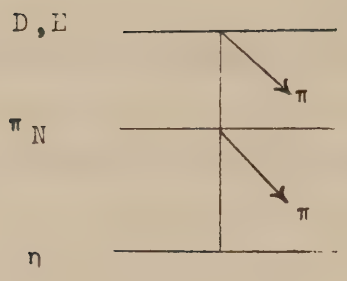
b) dans le second, au contraire, on impose à cette combinaison d'appartenir à l'intervalle de masse définissant le ω et l'on obtient une accumulation étroite dans le spectre du quadripion à l'emplacement du π_N. Ceci semble aller dans le sens des observations faites en antiprotons [34] ; d'autre part rappelons que dans la réaction :

$$\pi^- p \rightarrow p\pi^-\pi^+\pi^-\pi^\circ \qquad \text{à 11 GeV/c}$$

il n'a pas été observé de pic à 1020 MeV alors qu'on avait une bonne indication du A_2 dans le mode $\pi^-\eta$ [28]. Cependant il convient de faire les remarques suivantes :

1) Lorsqu'on "sélectionne" ou "antiselectionne" le ω de la manière habituelle, il faut garder dans l'esprit que le fond sous cette résonance est assez élevé, de l'ordre de 60 % et que l'effet de simulation ne saurait être attribué à la seule résonance. La figure 24 où est porté le spectre de masse $\pi^+\pi^-\pi^\circ$ lorsqu'une quelconque des combinaisons est dans la zone du η [500-600 MeV] montre un signal relativement faible pour le ω par rapport au fond.

2) On peut penser aussi que le π_N est un produit de désexcitation d'objets plus lourds tels que le $D^\circ(1285)$ et le E(1422) [25, 33] qui se désintégreraient en cascade.



Sur le diagramme à double entrée qui donne la masse du complexe $\pi^+\pi^-\eta$ en fonction de celle du $\pi^-\eta$, on voit effectivement une corrélation entre les régions du D et du E et celle du π_N. Cependant la statistique dont nous disposons ne permet pas de donner des indications plus quantitatives sur ces observations.

Le complexe $\pi\omega$

On voit sur la figure 25 que le spectre de masse $\pi^-\omega$ ne présente pas de structure nette mais une forte accumulation vers les basses masses du complexe autour de 1200 MeV d'une largeur de 200 MeV. La région de masse définissant le ω est 750-810 MeV et le rapport signal sur bruit dans cette région est environ de 5/6.

Le B(1235), dont la production semble assez faible, se manifeste sur un fond important et difficile à déterminer.

C- Réaction $\pi^- p \rightarrow n\, 3\pi^+\, 3\pi^-$ (3).

Cette réaction est fortement dominée par la production du ρ° ; l'ajustement effectué sur le spectre de masse $\pi^+\pi^-$ fig. 26a donne en effet un pourcentage de 64 %. Mais l'imprécision sur le fond et le fait que pour un même événement le ρ° peut-être produit jusqu'à 3 fois et ceci avec une fréquence difficile à déterminer exactement vu le nombre de combinaisons, ne donnent à ce chiffre de 64 % qu'une valeur indicative.

La présence du $\Delta(1236)$ dans les spectres tant du $n\pi^-$ que du $n\pi^+$ est à signaler, fig. 39a et b, dans le cas du complexe $n\pi^+$ on observe aussi le $N^*_{1/2,1/2}$ dans la région de masse autour de 1500 MeV.

III - LES PROBLEMES D'INTERPRETATION

Les différents développements théoriques qui tentent de rendre compte de la production multiple peuvent être groupés en gros suivant deux tendances principales qui se distinguent par leur manière de poser le problème de la création des multicorps. D'une part, celle-ci peut être regardée comme un phénomène à caractère collectif auquel on applique alors les principes de mécanique statistique. Par la suite, on introduit des considérations dynamiques particulières qui permettent de mieux tenir compte des faits observés. Dans cette catégorie, se classent le modèle statistique proposé à l'origine par E. Fermi et les modifications ultérieures apportées à ce modèle, puis plus récemment le modèle thermodynamique de Hagedorn.

D'autre part, la deuxième tendance a consisté, en partant de modèles purement dynamiques qui sont spécifiques aux problèmes à deux-corps (comme le modèle O.P.E., celui des pôles de Regge ou le modèle de Veneziano) de les extrapoler au problème à n corps ; sont dérivés par cette manière, les différents modèles multipériphériques ainsi que le modèle de Veneziano étendu à n points.

Nous nous proposons d'examiner quelques-uns des modèles appartenant à ces deux catégories. Nous aborderons ensuite le côté technique de l'investigation des processus multiples.

1) MODELES THEORIQUES ET TECHNIQUES D'INVESTIGATION

A) Modèles à caractère statistique

Les premières tentatives d'explication de la production multiple remontent à une vingtaine d'années. Elles avaient pour but d'expliquer les interactions des rayons cosmiques avec la matière.

En 1949 W. HEISENBERG [35] décrivait une collision à très haute énergie entre 2 nucléons en faisant l'hypothèse que le fluide mésonique entourant le coeur des nucléons entre en turbulence sous l'effet du choc. Des considérations qualitatives sur cette turbulence lui permettaient d'estimer la distribution d'énergie entre les différents composants de fluide. FERMI [36] adoptant le point de vue de HEISENBERG l'a mené au stade extrême où le fluide atteint réellement un équilibre statistique. La probabilité de transition ne dépend ici que d'un seul paramètre, Ω, qui est le volume d'interaction dans lequel l'énergie des nucléons se dissipe En effet, cette probabilité est proportionnelle au carré de l'élément de matrice de transition, $|M_{fi}|^2$ et à la densité d'états. L'hypothèse de l'équilibre statistique se traduit par le fait que $|M_{fi}|^2$ est proportionnel à la probabilité que toutes les particules de l'état final envisagé soient contenues au même instant dans Ω. Par exemple, si l'on a n particules indépendantes, on aura

$$P \propto \left(\frac{\Omega}{8\pi^3 \hbar^3} \right)^n \rho_n(E)$$

$\rho_n(E)$ étant le volume d'espace de phase invariant relativiste

$$\int \frac{d^3p_1}{E_1} \cdots\cdots \frac{d^3p_n}{E_n} \quad \delta(\Sigma_i \vec{p}_i - p)\ \delta(\Sigma_i E_i - E)$$

$\vec{p}_i$, E_i étant l'impulsion et l'énergie de chaque particule

p, E étant l'impulsion et l'énergie totale

Dans une réaction $A + B \rightarrow 1 + 2 + \ldots + n$ seules $n - 1$ particules étant indépendantes, la probabilité de transition est donnée par

$$\left(\frac{\Omega}{8\pi^3 \hbar^3}\right)^{n-1} \rho_n(E)$$

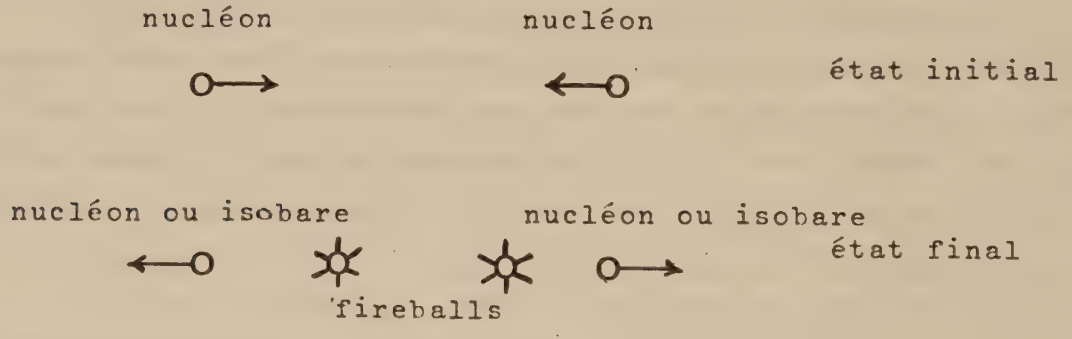
Malgré la relative simplicité des hypothèses faites dans ce modèle, celui-ci a pu être confronté souvent et avec succès à l'expérience. En ce qui concerne la production multiple par exemple, dans les interactions $\pi^+ p$ à 5 GeV/c [37] celle-ci est assez bien expliquée par le modèle sauf pour le cas de production résonnante.

Cependant, pour des multiplicités plus faibles ou à plus haute énergie les désaccords deviennent importants, tant en ce qui concerne la production de résonances que les distributions angulaires des particules sortantes. En particulier, la limitation de l'impulsion transverse des particules sortantes et le "périphérisme" qui caractérisent les interactions fortes ne sont pas reproduits. Mais le modèle a servi très souvent d'outil dans la recherche et la mise en évidence d'effets dynamiques qui se traduisent précisement par des déviations des distributions expérimentales par rapport à l'espace de phase.

Cette limitation de l'impulsion transverse peut être introduite assez aisément dans le cadre du modèle statistique . Pour expliquer la production multiple à très haute énergie, dans le domaine du TeV, différents modèles phénoménologiques ont été proposés vers 1960 tels que le modèle des "fireballs" de G. COCCONI [38] et celui des jets non correlés de L. van HOVE [39] .

En effet, pour rendre compte de la bimodalité [40] de certains jets cosmiques observés aux environs de 1 TeV par le groupe de Cracovie [41] , COCCONI a interprété l'interaction des deux nucléons de la manière suivante ; il y a production de 2 fireballs qui sont des objets d'impulsion opposée et suivent le mouvement des nucléons (excités ou non) après la diffusion ; ces objets se désintègrent ensuite isotropiquement dans leur sytème propre en émettant des pions qui ont tous des impulsions de l'ordre de 0,5 GeV/c.

On peut représenter la réaction par le schéma suivant :



Avec ces hypothèses, on rend compte à la fois des spectres d'impulsion transverse et de l'anisotropie dans les distributions angulaires de certains jets [42] . Il convient de noter que ce modèle donne plus une image de l'interaction à haute énergie qu'une interprétation théorique du phénomène.

Dans le modèle des jets non correlés le point de vue est différent. Il consiste à faire l'hypothèse que l'amplitude de production de n corps se met sous la forme d'un produit de n facteurs (non correlés) dépendant uniquement des quantités relatives à chacune des particules sortantes [43]. La probabilité de produire n pions a pour expression :

$$\frac{1}{n!} \prod_{i=1}^{n} \left| f(E, q_i^t) \right|^2 \quad x \quad \text{espace de phase}$$

où q_i^t est l'impulsion transverse de la i^e particule et E l'énergie incidente.

On voit donc que ceci revient à modifier le facteur d'espace de phase par un terme reflétant les principales caractéristiques expérimentales de la production multiples et contenant en particulier, la forme de la distribution du moment transverse.

Les prévisions du modèle sur la multiplicité, qui doit suivre une distribution de Poisson, et sur l'évolution de de la multiplicité moyenne qui croît comme le logarithme de l'énergie, sont assez bien vérifiées par l'expérience [44a,b]. Cependant ce modèle a un caractère purement empirique du fait que le comportement de $f(q^t, E)$ est tiré des données expérimentales.

Plus récemment HAGEDORN [45] a donné de la production des hadrons une interprétation plus fondamentale et qui est liée à la thermodynamique. Utilisant la notion de fireballs, il en a modifié la définition afin de pouvoir les inclure dans un processus de bootstrap qu'on peut schématiser de la manière suivante [46] :

un fireball est
——— un système en équilibre thermodynamique
(corps noir hadronique) composé d'un nombre indéterminé
de fireballs, chacun étant ———

La donnée d'une fonction de vitesses pour les fireballs ainsi créés permet de tenir compte du périphérisme des interactions considérées. Par sa construction, cette théorie s'applique aux différents spectres de particules, moyennés sur tous les canaux ouverts pour une interaction donnée, c'est à dire aux seules réactions "inclusives" [47].

Pour une réaction du type

$$a + b \longrightarrow c + X$$

où a, b et c sont les seules particules identifiées, cette théorie prédit les caractéristiques suivantes:

- Lorsque l'énergie incidente tend vers l'infini, la distribution de masse de XM_X a un comportement asymptotique exponentiel.

- Il existe une température maximum T_o de la matière hadronique et l'existence de T_o entraine la limitation des impulsions transverses des particules sortantes.

- L'hypothèse de l'indépendance en énergie de la fonction de vitesses des fireballs est la même que celle de la fragmentation limitée formulée très récemment par BENECKE, CHOU et YANG [22].

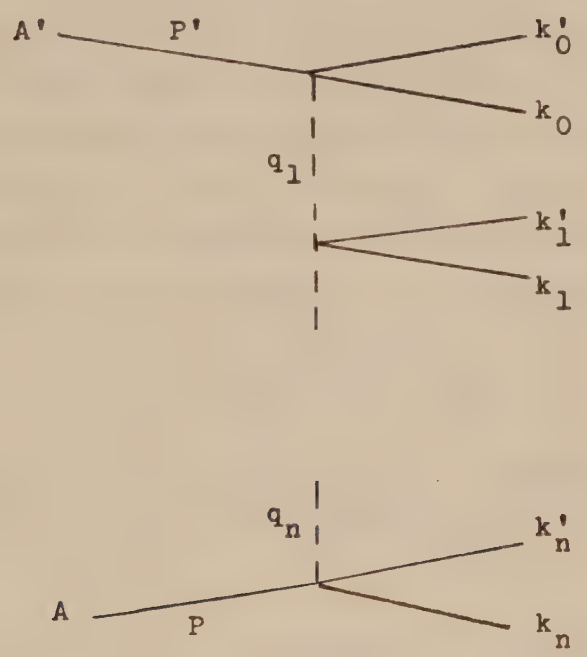
Le modèle donne également les distributions en impulsion des différentes particules c émises dans ce type de réactions [48].

Cependant on ne peut appliquer ces prévisions dans le cadre de notre travail où nous étudions spécialement, de façon exclusive, les réactions à 6 et 7 corps dans l'état final.

B) Modèles dynamiques

La seconde voie suivie pour résoudre le problème de la production à n corps, concerne plus spécialement les réactions particulières et l'extrapolation des modèles dynamiques valables pour les deux ou quasi-deux corps.

L'une des plus importantes est l'extension aux multicorps du modèle d'échange d'un pion [49] sous la forme du modèle multipériphérique proposée par AMATI et al.[50]. Les auteurs supposent que la production multiple est dominée par l'amplitude d'échange d'un pion. Dans ce cas, l'amplitude de production de N pion peut se mettre sous la forme d'un produit de facteurs correspondants à un graphe d'échange multiple de (fig. ci-dessous).



et qui a pour expression

$$T(pp', k'_0 k_0, k'_1 k_1, \ldots k'_n k_n) = \frac{T^R(p'q_1; k'_0)\ldots T^R(pq_n; k'_n k_n)}{(q_1-\mu^2)\ldots(q_n-\mu^2)}$$

Les p, p', k'_i, k_i sont les tri-impulsions des pions incidents d'une part et produits de l'autre.

q_i est le quadrimoment transféré du $(i-1)^e$ au i^e vertex.

μ masse du pion

T_R représente l'amplitude de diffusion élastique $\pi\pi$ à basse énergie.

AMATI et al. ont formulé une relation de récurrence pour obtenir l'amplitude de production de (n+1) paires de pions à partir de celle de n paires de pions. Cette relation est donnée par une équation intégrale dont le noyau est relié à l'amplitude de diffusion élastique $\pi\pi$ à basse énergie, éventuellement corrigée d'effets "off-shell" en la masse des π virtuels échangés. En utilisant la relation d'unitarité ils obtiennent la contribution du processus de production de N pions à la partie absortive de l'amplitude de diffusion élastique ; ils peuvent aussi construire une équation intégrale pour celle-ci. La solution de cette équation possède un comportement de Regge à haute énergie.

Les prévisions de ce modèle sont les suivantes :

1) Les sections efficaces varient comme une puissance de l'énergie

$$\sigma \propto E_{CM}^{\alpha}$$

2) La multiplicité moyenne des événements produits croît comme le logarithme de l'énergie

$$\bar{n} \propto \text{Log } E_{CM}$$

3) La distribution de moment transverse des particules produites est indépendante de l'énergie incidente ainsi que de celle des secondaires.

Ces résultats sont en assez bon accord avec les données, cependant les valeurs prédites pour les sections efficaces font apparaître que la grandeur du noyau est trop faible d'un facteur 3 à 5. Plusieurs tentatives ont été faites pour accroître celle-ci, soit en essayant différentes méthodes d'extrapolation [51] , soit en introduisant d'autre particules d'échange que le pion [52] , mais sans donner le résultat escompté. Il semble qu'il faille introduire des termes d'interférence, qu'on avait négligés, entre les différents graphes pour obtenir la grandeur du noyau voulue [53]

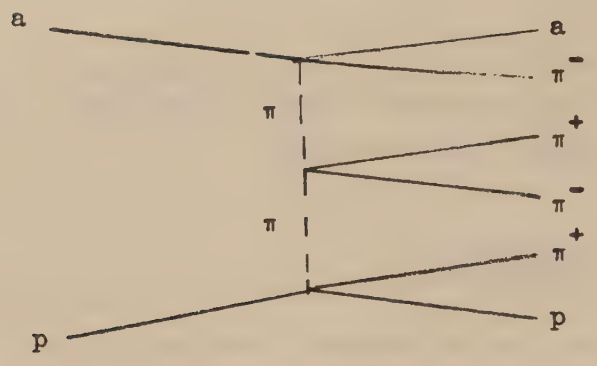
Récemment ce modèle a été appliqué aux réactions

$$\pi^+ p \to p\, 3\pi^+\, 2\pi^- \quad \text{à 8 GeV/c} \quad [54]$$

et

$$K^+ p \to K^+ p\, 2\pi^+\, 2\pi^- \quad \text{à 5 GeV/c} \quad [55]$$

où dans les deux cas le mécanisme responsable correspond à un graphe d'échange double du pion.



Les déphasages $\pi\pi$ et πp ont été introduits ainsi que des corrections off-shell pour le échangé [56]. Les résultats expérimentaux sur les distributions des particules sortantes sont assez bien reproduits sauf pour le le proton pour qui le modèle prédit une distribution trop piquée vers l'arrière et pour les sections efficaces trop faibles d'un facteur 5 .

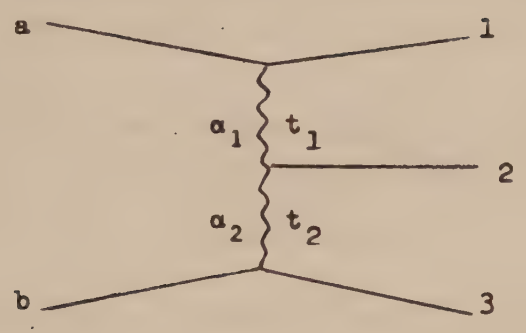
De même que pour les quasi-deux corps, pour résoudre les problèmes de dépendance en énergie de σ et de $\frac{d\sigma}{dt}$, l'échange de particules à été remplacée par celle de "trajectoires de Regge", le formalisme utilisé dans la production multiple a été adapté aux réactions à haute énergie [57à59]. Ce n'est qu'assez tardivement que des comparaisons ont été entreprises avec des réactions particulières. A la suite notamment des travaux de TER-MARTIROSYAN [60 a-b] donnant l'expression asymptotique de l'amplitude de production dans les collisions "essentiellement inélastiques", CHAN-HONG-MO et al. [61] ont adopté pour les réactions

$$A + B \longrightarrow 1 + 2 + 3$$

une amplitude d'expression

$$A \sim \left[\prod_{i=1}^{2} \left(\frac{s_i}{s_0} \right)^{\alpha_i(t_i)} \xi_i(t_i)\, \beta_i(t_i) \right] j(t_1, t_2, \varphi)$$

correspondant au graphe



où s_i est le carré de l'énergie du complexe (i, i+1)

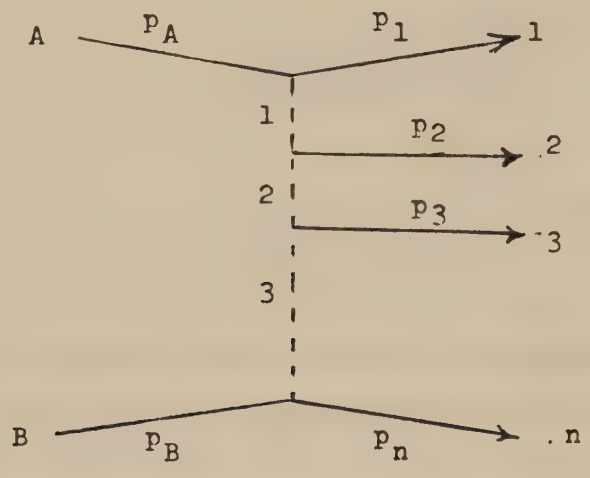
α_i est la trajectoire échangée de "masse" t_i et de signature ξ_i

β_i le résidu correspondant au pôle α_i

$j(t_1, t_2, \varphi)$ donne le couplage reggeon-reggeon au vertex intermédiaire et dépend de t_1, t_2 et de la polarisation relative des reggeons, c'est à dire de l'angle entre les plans formés par les impulsions des particules a et 1 d'une part, et b et 3 de l'autre, dans le système au repos de 2.

Différentes réactions à trois corps ont été comparées au modèle [62] . Cependant, ainsi formulé, celui-ci n'est valable que dans un domaine assez restreint, chacun des devant avoir une valeur suffisamment élevée ($s_i > .2$). Pour la production multiple ($n > 3$) où les sous-énergies en jeu sont moins grandes, Chan et ses collaborateurs ont donc été amenés à formuler une version modifiée de leur modèle [63]. Dans celle-ci l'amplitude a toujours un comportement à la Regge aux grandes valeurs de s_i alors qu'aux petites la formation des "clusters" est régie par l'espace de phase.

L'amplitude correspondant au graphe en échelle suivant :



est paramétrisée par

$$|A| \sim \prod_{i=1}^{n-1} \left(\frac{g_i\, s_i + ca}{s_i + a}\right)\left(\frac{s_i + a}{a}\right)^{\alpha_i}\left(\frac{s_i + b_i}{b_i}\right)^{t_i}$$

a, b_i, c et g_i sont des constantes qu'on définira par la suite.

L'amplitude dépend des différents s_i et t_i définis à partir des quadrimoments p_i des particules sortantes. On a

$$s_i = (p_{i+1} + p_i)^2 - (m_i + m_{i+1})^2$$

$$t_i = (p_A - \sum_{j=1}^{i} p_j)^2$$

α_i est la valeur à $t_i = 0$ de la trajectoire échangée entre i et i + 1

Il faut noter que dans ce cas l'amplitude est prise indépendante de (n - 2) angles φ_i attachés aux vertex internes.

Lorsque tous les s_i sont grands ($s_i >> a$ et b_i) l'amplitude devient

$$A_{s_i \to \infty} = \prod_i g_i \left(\frac{s_i}{a}\right)^{\alpha} \left(\frac{s_i}{a}\right)^{t_i} \exp (\text{Log } a - \text{Log } b_i) t_i$$

$$= \prod_i g_i \left(\frac{s_i}{a}\right)^{\alpha_i(t_i)} e^{B_i t_i}$$

qui est la forme multi-Regge habituelle où les trajectoires sont données par des droites de pente 1 GeV^{-2} et où les résidus ont une dépendance exponentielle en t.

- a est le facteur d'échelle qui partage les régions de "basse" et "haute" énergie.

- b_i fixe la dépendance en t du résidu à chaque vertex.

- g_i joue le rôle d'une constante de couplage

Lorsque $_i$ tend vers 0, le terme correspondant dans l'amplitude devient égal à c qui fixe ainsi la contribution de la partie statistique à l'amplitude.

Dans le cas général l'amplitude se met sous la forme d'un produit de facteurs qui suivant les valeurs des sous énergies s_i considérées, interpolent d'une manière continue entre les deux processus envisagés. La formule ne donne que la valeur absolue de l'amplitude de diffusion, (les phases relatives des différentes amplitudes étant inconnues) et la probabilité de transition est donc proportionnelle à la somme incohérente des carrés des amplitudes correspondant aux différents graphes envisagés :

$$|A|^2 = \sum_{K=1}^{N} |A_K|^2$$

N étant le nombre de graphes.

C) Les techniques d'investigation

Un des principaux problèmes que pose la production multiple est lié au nombre élevé de variables en jeu dans les réactions correspondantes. Le problème se rencontre tant sur le plan pratique de la présentation des résultats que sur celui de la formulation des modèles théoriques. En effet, dans la recherche des mécanismes de production, par exemple, il est nécessaire de faire un choix entre les différentes grandeurs afin de ne garder que celles qui mettent le mieux en évidence les caractères dynamiques de la réaction.

L'analyse en espace de phase longitudinale.

Une des méthodes récemment utilisées dans ce genre d'analyse est celle de l'espace de phase longitudinal (L.P.S.) de L. van HOVE [64].

Rappelons en quoi consiste le principe d'une telle analyse. Soit une réaction à n particules dans l'état final,

$$A + B \longrightarrow 1 + 2 + \ldots\ldots + n$$

où chacune des particules a une masse m_i et une impulsion $\vec{p}_i$ dans le système du centre de masse. On peut décomposer chaque $\vec{p}_i$ suivant la direction de la particule incidente et perpendiculairement à celle-ci. On obtient ainsi l'impulsion longitudinale q_i et l'impulsion transverse r_i (à 2 composants r_{ix} et r_{iy}).

Un certain nombre de contraintes sont imposées à ces variables par les lois de conservation : en particulier la conservation de l'impulsion implique :

$$\sum_{i=1}^{n} \vec{q}_i = 0 \qquad (1)$$

$$\sum_{i=1}^{n} \vec{r}_i = 0$$

De plus, par symétrie de rotation, on peut toujours choisir $r_{ix} = 0$. A ce stade il reste (n-1) + (2n-3) variables indépendantes et l'espace de phase a donc 3n-4 dimensions ; avec la conservation de l'énergie qui impose

$$\sum_{i=1}^{n} (q_i^2 + r_i^2 + m_i^2)^{\frac{1}{2}} = E_{CM} \qquad (2)$$

où E_{CM} est l'énergie disponible dans le centre de masse, l'espace de phase se réduit à une hypersurface à 3n-5 dimensions.

A haute énergie, on peut faire l'approximation suivante: comme les impulsions transverses sont limitées ($\overline{p}_T \sim 0{,}3$ GeV/c) on peut négliger les variables r_i qui sont au nombre de 2n-3. Nous avons affaire alors à une hypersurface de dimensions n-2 seulement. A suffisamment haute énergie:

$$q_i \gg m_c \text{ et } r_i$$

la relation (2) devient :

$$\sum_{i=1}^{n} |q_i| \simeq E_{CM} \qquad (3)$$

et l'espace de phase est alors formé par une hypersurface (à n-2 dimensions) dont la distance à l'origine croît avec E_{CM}. Le L.P.S. se subdivise en 2^n-2 secteurs qui correspondent à une repartition donnée des n particules finales suivant le signe de leur impulsion longitudinale.

- Pour n = 3, le L.P.S. se réduit à un filament plan hexagonal avec 6 secteurs possibles.

- Pour n = 4, c'est la surface polyédrique connue sous le nom de cuboctaédre avec 14 faces délimitant les secteurs correspondants.

De nombreuses réactions à 3, 4 et même 5 corps dans l'état final ont été analysées suivant cette méthode en étudiant les densités de population des différentes régions de l'hypersurface qui correspondent à des mécanismes bien déterminés. Ainsi à notre énergie, ainsi qu'à 16 GeV, on a pu montrer [65] que les processus de dissociation diffractive jouent un rôle dominant dans les réactions

$$\pi^- p \rightarrow p\, \pi^-\pi^+\pi^-$$

et $$\pi^- p \rightarrow p\, \pi^-\pi^+\pi^-\pi^\circ$$

qu'il s'agisse de la dissociation de la cible, par exemple

$$\pi^- p \rightarrow \pi^-(p\, \pi^+\pi^-)$$

ou de celle de la particule incidente

$$\pi^- p \rightarrow (\pi^+\pi^-\pi^-)p$$

En outre dans la deuxième réaction on a pu déceler la présence de double dissociation

$$\pi^- p \rightarrow (\pi^+\pi^-\pi^-)\,(p\, \pi^\circ)$$

2) DISCUSSION DES RESULTATS EXPERIMENTAUX

Dans cette deuxième partie, nous nous proposons d'appliquer les méthodes d'analyse du L.P.S. aux événements à 6 branches puis de comparer nos résultats expérimentaux avec les prévisions du modèle multipériphérique "reggeisé" dans la version modifiée par Chan et al.

A) Mise en évidence de certains mécanismes de production

La méthode du L.P.S. peut être encore utilisée pour les réactions à 6 et 7 corps dans l'état final, quoique, au delà de n = 4, il ne soit plus possible de représenter l'hypersurface formée par le L.P.S.

Cependant, on peut toujours dénombrer les secteurs formés par l'espace de phase et en connaître la population (en perdant toutefois l'information sur la répartition de cette population dans un secteur donné).

Pour la réaction

$$\pi^- p \rightarrow p\pi^+\pi^+\pi^-\pi^-\pi^-$$

ces secteurs sont au nombre de 62, se réduisant à 22, lorsqu'on tient compte du fait que certaines particules sont identiques.

Ce nombre se trouve encore réduit de moitié car, comme nous l'avons déjà vu, peu de protons sont émis vers l'avant, $p_L^*(\text{proton}) > 0$, de l'ordre de 11 %. On peut donc étudier seulement les régions où $p_L^*(\text{proton}) < 0$. En résumé le nombre de secteurs est :

de 11 pour la réaction $\pi^- p \rightarrow p2\pi^+3\pi^-$
de 23 " " " $\pi^- p \rightarrow p2\pi^+3\pi^-\pi^\circ$
et de 15 " " " $\pi^- p \rightarrow n3\pi^+2\pi^-$

a) La population des différents secteurs

La répartition des événements suivant les secteurs est donnée dans les tables I, II et III. Les résultats obtenus à 16 GeV pour les mêmes réactions sont également reportés et comparés aux nôtres, ils ont été obtenus dans le cadre de la collaboration européenne sur les hautes multiplicités [66]. La dernière ligne de chaque table regroupe les événements des 11 secteurs pour lesquels le proton est émis vers l'avant. Sur la dernière colonne apparaît la différence de charge ΔQ entre les 2 groupes.

Les remarques suivantes peuvent être faites :

1) Les événements avec proton vers l'avant (échange de baryon possible) ont une section efficace qui décroît fortement avec l'énergie.

2) Ceux pour lesquels, il existe, entre les deux groupes de particules une différence de charge ΔQ égale à 0 ou 1, ont en général une section efficace assez élevée et variant peu avec l'énergie. Dans la réaction 1, par exemple, les groupes avec $\Delta Q = 0$ sont au nombre de 3 :

$$\pi^- p \rightarrow p_{\text{arrière}} \quad (5\pi)_{\text{avant}}$$

$$\pi^- p \rightarrow (p\pi^+\pi^-)_{\text{arrière}} \quad (\pi^+\pi^-\pi^-)_{\text{avant}}$$

$$\pi^- p \rightarrow (p\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-)_{\text{arrière}} \quad \pi^-_{\text{avant}}$$

De plus, la G parité y est conservée aux deux vertex.
Ces événements peuvent donc correspondre à un processus de dissociation diffractive [67] ; la section efficace de l'ensemble des trois groupes est de l'ordre de 0,1 mb à 11 ainsi qu'à 16 GeV.

3) Par contre, les groupes pour lesquels $\Delta Q = 2,3$ ou 4 ont des sections efficaces très faibles.

Il convient de noter que la répartition des divers groupes en secteurs est rendue moins significative que dans le cas des réactions à 2 ou 4 branches, car la plupart des particules sortantes ont des distributions en P_L^* présentant un maximum à $P_L^* = 0$, c'est à dire que les événements se trouvent groupés aux frontières séparant les différents secteurs. Néanmoins, une évaluation faite en ne gardant que les événements éloignés des frontières ($|P_L^*| > 0,1$ GeV/c) a donné des résultats similaires.

De l'examen de ce tableau il apparaît qu'on doit non seulement, considérer un nombre de secteurs plus élevé que pour les multiplicités ≤ 5 mais qu'un assez grand nombre d'entre eux sont peuplés d'une manière non négligeable. Il semble donc qu'un nombre important de mécanismes différents se trouvent impliqués dans ces réactions.

b) Correlations et processus diffractifs.

Dans la première partie nous avons examiné la population des différents secteurs du L.P.S. en négligeant la répartition des événements à l'intérieur de ces secteurs. On peut étudier cette répartition en examinant les projections partielles des événements contenus dans le L.P.S. sur les différents plans formés par les impulsions longitudinales des secondaires. On s'intéresse ainsi aux corrélations entre les particules sortantes et, plus particulièrement, à celles qui existent entre les pions positifs et négatifs d'une part et le proton d'autre part.

Nous ferons cette analyse pour la réaction (1) où les effets "leading" du proton et du pion mis en évidence au chapitre 2 sont le plus persistant parmi les réactions à 6 branches.

Sur la figure 27 sont comparés les deux diagrammes à double entrée donnant les impulsions longitudinales normalisées $x = p^*_L / p^*_{L\ max}$ du π^-_{Rapide} et du π^+_{Rapide} en fonction de celle du proton. La sélection du pion rapide se faisant ici à l'aide de l'impulsion longitudinale.

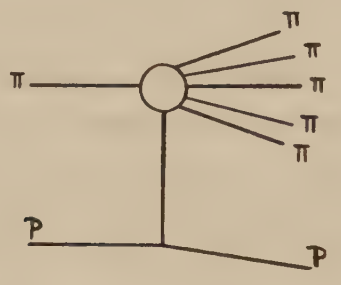
On voit sur cette figure que, pour des valeurs de x_p voisines de -1, la population des deux diagrammes est en gros similaire, mais il n'en est plus de même pour x_p plus grand. Il y a en effet un excès très net de π^-_{rapide} à grande impulsion longitudinale pour des valeurs de x_p négatives mais voisines de zéro, alors que pour le π^+_{Rapide}, cette région est dépeuplée. Cet effet ne saurait être attribué à la seule production du Δ^{++} dont on sait qu'il est formé dans 80 % des cas avec le π^+_{lent} (défini par la sélection ci-dessus).

L'effet leading du π^- se trouve donc associé avec des protons d'impulsion longitudinale négative et de valeur absolue plutôt faible : $|p^*_L| \simeq 500$ MeV/c. Inversement, dans la région d'effet leading pour le proton, les pions semblent émis d'une manière non corrélée.

Nous avons tenté de déterminer d'une façon plus quantitative les régions où se produisent les effets "leading" du pion et du proton. Pour cela nous avons calculé par tranches de x_p $[\Delta x_p = 0{,}08]$, le rapport R du nombre d'événements où le π^- le plus rapide est du signe du faisceau (ici -) à celui pour lesquels il est de signe opposé. Sur la figure 28, on voit la variation de ce rapport en fonction de x_p : on peut y distinguer en gros 4 zones où R prend des valeurs sensiblement différentes.

Pour $x_p \leq -0,8$ (région 1), R est compatible avec la valeur 1,5 attendue pour des π émis sans corrélation, puis R augmente jusqu'à 3,5 pour $-0,4 \leq x_p \leq 0$ (région 3) pour retomber aux environs de 1,5 pour $x_p \geq 0$ (région 4).

Dans la région 1, l'absence d'effet "leading" pour le π^-, associée au fait que le proton a une impulsion longitudinale fortement négative peut s'interpréter par un mécanisme de dissociation du π^- incident, suivant un graphe du type :

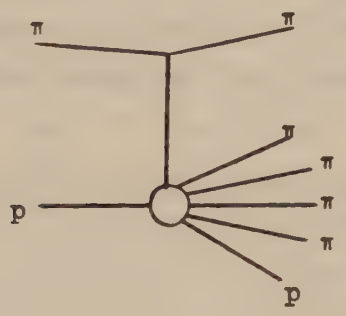


(1)

Il y a formation d'un "fireball" pionique. Dans ce cas, on doit s'attendre, d'une part à ce que les distributions angulaires des pions de désintégration dans le système du centre de masse du fireball soient isotropes [19], d'autre part aucun pion n'étant émis du vertex inférieur, il ne doit pas y avoir de production d'isobare. On peut vérifier ce dernier point sur le spectre de masse effective $p\pi^+$ pour la région 1. (fig. 29).

En ce qui concerne les distributions angulaires, on a calculé dans le système au repos du fireball le cosinus de l'angle θ fait par l'une quelconque des particules de désintégration avec l'axe de quantification choisi qui est ici la direction du proton diffusé. Le trièdre de référence choisi et la définition précise des angles sont donnés en appendice. Sur la figure 30a sont données les distributions de $\cos\theta$ concernant les $2\pi^+$ et les $3\pi^-$ émis par le fireball, dans la région 1 où celui-ci peut être formé et dans la région 2 voisine où ce mécanisme tend à disparaître. On remarque que dans la région 1, ces distributions sont compatibles avec l'isotropie.

Au fur et à mesure que x_p croît, R augmente aussi et la formation d'un fireball mésonique unique fait place à des états de structure plus complexe où l'on a à la fois une production importante Δ^{++} et de ρ° fig. 29. Enfin dans la région 3 où R est maximum, l'effet "leading" du π^- est le plus prononcé et l'on est amené à considérer alors la possibilité d'avoir un graphe avec dissociation du proton et formation d'un complexe baryonique



(2)

Dans ce cas, les distributions angulaires faites dans le système au repos correspondant montrent une isotropie qui se trouve réalisée précisément dans la région 3. Fig. 30b. La production de l'isobare Δ^{++} subsiste mais est plus faible que dans la région précédente.

En ce qui concerne le ρ° , il est produit en majorité au vertex inférieur (c'est-à-dire sans le π^-_R). Cependant, pour éliminer complètement la présence d'autres mécanismes tel que par exemple celui comportant un ρ° émis au vertex supérieur il serait nécessaire de faire une coupure supplémentaire sur $x_{\pi^-_R}$.

C'est pourquoi si l'on veut faire une comparaison quantitative du pourcentage des mécanismes mis en évidence par les méthodes qu'on a employées, on voit que pour les processus :

$$\pi^- p \to (5\pi)^- p$$

et $$\pi^- p \to \pi^- (p\ 2\pi^+\ 2\pi^-)$$

on a des pourcentages respectifs de 8 % et 3 % par la méthode des secteurs du L.P.S. alors qu'on obtient 11 et 15 % par la dernière utilisée. Ce désaccord, important surtout pour la dissociation diffractive du proton, vient, de l'absence de coupure sur $x_{\pi_R^-}$ et du fait que les produits de désintégration du complexe baryonique ne sont pas confinés dans un secteur unique du L.P.S. mais qu'ils peuvent se trouver dans des secteurs adjacents.

Par conséquent, ces deux méthodes nous sont plus utiles dans la mise à jour d'un certain nombre de mécanismes que dans l'évaluation de leur contribution respective. En outre, elle ont permis de constater que dans certains domaines de l'espace de phase, des processus distincts peuvent coexister. Il semblerait donc qu'un modèle à mécanisme dominant ne soit pas capable de décrire totalement les réactions étudiées et que des modèles dans lesquels on peut introduire plusieurs processus différents soient plus indiqués pour interpréter les réactions à haute multiplicité.

B) Comparaison du modèle "Multi-Regge" aux données expérimentales

Nous nous sommes servis du modèle "Multi-Regge" sous sa version modifiée proposée par CHAN et al.[63] et que nous avons décrite dans la partie III-1.B, pour une comparaison avec les données expérimentales sur les réactions à 6 branches. Rappelons l'expression de l'amplitude donnée par ce modèle pour un graphe donné.

$$A \sim \prod_{i=1}^{n-1} \left(\frac{g_i S_i + ia}{S_i + a} \right) \left(\frac{S_i + a}{a} \right)^{\alpha_i} \left(\frac{S_i + b_i}{b_i} \right)^{t_i}$$

Ce modèle a été utilisé avec succes sur un grand nombre de réactions obtenues aussi bien avec des pions, qu'avec des kaons ou des protons incidents [68].

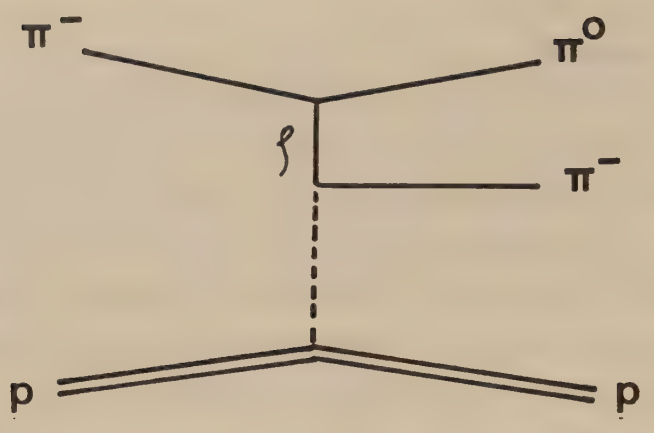
La relative simplicité de la paramétrisation permet, en effet, d'inclure un nombre qui peut être élevé de graphes différents, nécessaires surtout dans le cas de réactions à haute multiplicité. Cependant, cette facilité se paie par l'obligation d'avoir un nombre restreint de trajectoires pour ne pas augmenter indéfiniment le nombre de graphes à introduire ; d'autre part, du fait même de la méthode de calcul les paramètres libres tels que les constantes de couplages et les coefficients des résidus, ne peuvent être ajustés mathématiquement mais sont déduits, en valeur moyenne, des résultats expérimentaux. Deux modifications ont été introduites dans le modèle : l'une qui consiste à tenir compte dans les graphes de l'état de charge des différents pions émis et qui permet ainsi de prévoir les distributions correspondantes ; l'autre concerne les trajectoires échangées.

a) Choix des trajectoires échangées et des constantes

Pour des raisons de simplicité, seules sont prises en considération les trajectoires dont la valeur à t = 0 est la plus élevée : trajectoire principale. Nous aurons donc 3 catégories de trajectoires : pour l'échange de G-parité +, de G-parité - et pour l'échange de baryon. Pour les mésons de G-parité +, dans le modèle C.L.A. initial, c'est la trajectoire du Pomeranchuk qui avait été choisie. Mais comme l'échange multiple de poméron se heurte à des problèmes d'unitarité [69] et qu'à nos énergies intermédiaires le couplage du poméron est encore assez faible [70], on n'a pas conservé cette trajectoire. Nous l'avons remplacée par celle du , avec :

$$\alpha_\rho(0) = \alpha_+ = 0{,}5$$

En outre, le fait de prendre une trajectoire d'isospin non nulle nous autorise à considérer des graphes où il y a échange de charge au vertex supérieur



ce qui est indispensable pour des réactions où il y a émission d'un π^0. On peut voir l'influence de ce remplacement sur les distributions d'impulsion longitudinale du π^0 prédites dans le cas des réactions

$$\pi^- p \rightarrow p\pi^-\pi^0$$

et $$\pi^- p \rightarrow p\pi^+\pi^-\pi^-\pi^0 \qquad \text{à 11 GeV/c}$$

figure 31 et référence [21].

Pour les mésons de G-parité négative, la trajectoire du $A2$ a été prise

$$\alpha_{A2}(0) = \alpha_- = 0{,}5$$

et pour les baryons, c'est la trajectoire du nucléon qui est utilisée

$$\alpha_N(0) = -0{,}35$$

quoique de valeur à $t = 0$ plus faible que celle du N^* (cette dernière étant très faiblement couplée au système π-nucléon d'après les résultats sur la diffusion élastique π-nucléon vers l'arrière). Ces dernières valeurs sont celles adoptées par Chan. Il en est de même en ce qui concerne les différents paramètres, tels que a, c, b_I, b_{EA}, b_{EB} et g_N/g_M. Leur choix

a été fait sur une série de réactions étudiées par Chan; ces paramètres étant supposés indépendants de l'énergie et de la multiplicité nous avons gardé les valeurs déjà utilisées. Ce sont d'une part le facteur d'échelle a et le terme c donnant la contribution de l'espace de phase, on a :

$$a = 1 \text{ GeV}^2$$
$$c = 1$$

D'autre part les termes b_I, qui décrivent la dépendance exponentielle en t du résidu à chaque vertex, sont obtenus en faisant la moyenne des valeurs obtenues dans l'application du modèle "double-Regge" à des réactions à trois où quasi-trois corps

Pour les vertex externes, les valeurs retenues sont :

$b_{EA} = 1,0$ au vertex formé avec le π incident

$b_{EB} = 0,5$ au vertex formé avec le proton

Pour les vertex internes

$b_I = 1,2$

Pour les constantes de couplage g_i, nous avons vérifié que le fait de prendre le pomeron au lieu du ρ n'influait pas sur ces paramètres. Plusieurs choix de valeurs ont été essayés dans un rapport de 1 à 5 donnant pour résultat de très faibles changements dans toutes les distributions considérées. Nous avons donc gardé les valeurs préconisées par Chan pour g_N et g_M qui sont les constantes correspondant à l'échange de nucléon et de méson, avec le rapport :

$$\frac{g_N}{g_M} = 1,3$$

b) Méthode de calcul

Les paramètres étant fixés, il reste à examiner les graphes multipériphériques qui interviennent dans chaque réaction. Pour la réaction :

$$\pi^- p \rightarrow p\pi^-\pi^-\pi^-\pi^+\pi^+ \qquad (1)$$

on en dénombre 10, constitués de 5 obtenus en changeant le niveau du proton dans le graphe et de 5 autres correspondant à des permutations des pions de charge différente (figure 32). On remarquera que le fait d'exclure la trajectoire du Δ réduit le nombre de graphes, le proton ne pouvant alors être émis au vertex supérieur.
Pour les réactions :

$$\pi^- p \rightarrow p\pi^-\pi^-\pi^-\pi^+\pi^+\pi^o \qquad (2)$$

et

$$\pi^- p \rightarrow n\pi^-\pi^-\pi^-\pi^+\pi^+\pi^+ \qquad (3)$$

le nombre de graphes devient très élevé et nous avons été amené à ne pas permuter les pions de charge opposée dans ces réactions ; ceci revient à envisager .

- 35 graphes pour la réaction (2)
- 6 graphes pour la réaction (3).

A chaque graphe correspond une amplitude A_k ; les calculs sont faits par une méthode de Monte-Carlo [71], les problèmes d'intégration soulevés dans les multicorps étant extrêmement longs sinon impossibles à résoudre. Les événements correspondant à une réaction donnée sont générés au hasard et distribués suivant une loi qui dans le cas de la réaction

$$A + B \rightarrow 1 + 2 + \ldots + n$$

a pour expression

$$|\langle AB \mid M \mid 12\ldots n\rangle|^2 \, d\rho(E)$$

où le premier terme est le carré du module de l'élément de matrice de transition entre l'état initial AB et l'état final 1 + 2.... + n , et $d\rho(E)$ l'élément d'espace de phase invariant relativiste. Dans notre cas, on a :

$$|\langle AB \mid M \mid 12\ldots n\rangle|^2 = \sum_{k=1}^{N} |A_k|^2$$

et les événements générés seront distribués suivant la loi

$$\sum_{k=1} |A_k|^2 \cdot \prod_{i=1}^{n} \frac{d^3p_i}{E_i} \delta^3(\Sigma\, p_i - p)\, \delta(\Sigma\, E_i' - E)$$

c) Comparaison avec les distributions

Les prévisions du modèle ont été successivement comparées aux deux types de distributions étudiées jusqu'ici : celles qui sont relatives à chacune des particules prises isolément comme les distributions des impulsions transverses et longitudinales celle des cosinus des angles d'émission dans les systèmes du C.M., et les distributions reflétant les corrélations entre les particules comme les spectres de masse effective. Les courbes théoriques sont normalisées au nombre d'événements.

i) Distribution des cos θ^*

La figure 33 montre les distributions expérimentales en cos θ^* pour les particules sortantes, les courbes en trait plein représentent les prédictions du modèle qui sont, en général, en accord avec ces distributions ; en outre, le changement du rapport avant-arrière pour les nucléons, lorsque la multiplicité croît, est reproduit par le modèle. Pour la réaction (2), on remarquera que l'allure de la distribution pour le cos $\theta^*(\pi^o)$ se différencie de celle du π^+ , l'effet "leading" se produisant aussi pour le π^o ,

comme on a pu le constater dans la partie (II-I). Le modèle rend compte de cette dissymétrie à cause de l'introduction du ρ^o comme trajectoire d'échange.

ii) Distributions des impulsions transverses et longitudinales

Le modèle rend également assez bien compte de l'allure des différentes distributions en impulsion. (Figures 34 à 36). Dans les trois réactions, celle du p_L^* faite pour le π^- rapide est distincte des autres. Cette différence devient moins marquée, pour les courbes théoriques comme pour les données expérimentales lorsque la multiplicité croît [21].

La limitation des impulsions transverses prévue par les différents modèles multipériphériques, se retrouve dans ce modèle. On peut évaluer les valeurs moyennes de l'impulsion transverse $\overline{p_T}$ observée pour le nucléon dans les 3 réactions et celles données par le modèle. La comparaison est faite sur le tableau suivant :

Réaction	$\overline{p_T}$ exp.	$\overline{p_T}$ th.
1	450±15 MeV/c	402 MeV/c
2	460±10	440
3	415±20	425

iii) Les spectres de masse effective

Si le modèle décrit, en général, d'une façon satisfaisante les caractéristiques dynamiques des particules il n'en est pas de même en ce qui concerne leurs corrélations. On peut le voir sur les figures 37 à 39 , où sont donnés les spectres de masse effective et les courbes prédites par le modèle pour les trois réactions.

L'allure de ces distributions est assez bien reproduite par ces courbes hors des régions de masse des principales résonances observées. En ce qui concerne ces régions, on doit distinguer deux cas. Lorsqu'il s'agit de résonances abondamment produites, telles que le ρ° et le Δ^{++} dans la réaction 1, les pics correspondants ne sont pas prévus par le modèle (fig. 37a,b) ; c'est aussi le cas des résonances étroites, comme le η et le ω dans la réaction 2, (fig. 38g). Par contre, dans le cas de résonances à section efficace plus faible comme les différents isobares du nucléon, autres que le Δ^{++}, formés dans les complexes $p\pi^{-}$, $p\pi^{\circ}$ etc... les bosses observées (fig. 38a, c ; 39b) sont plus ou moins reproduites. En effet, les courbes théoriques prédites pour les complexes à deux particules ont un maximum vers les basses masses en accord avec les résultats expérimentaux. Ce phénomène ne peut-être attribué à la dominance du terme statistique c dans l'amplitude de diffusion et l'on doit admettre que, même si l'on n'a pas introduit d'une façon explicite des amplitudes duales dans le modèle, on est en présence d'effets dus à la dualité. Il est donc assez dangereux (comme nous l'avions noté au début du chapitre II) d'utiliser les prédictions de ce modèle pour affirmer s'il y a ou non production de résonance. En fait, le problème soulevé est résolu, au moins pour certaines réactions à plus basse multiplicité, par le modèle de Veneziano [72] mais outre des problèmes théoriques, à nouveau posés par ce dernier modèle, on n'est pas près sur le plan du calcul pratique de pouvoir traiter des réactions exclusives à haute multiplicité.

CONCLUSION

Ce travail sur les réactions à haute multiplicité obtenues dans les interactions $\pi^- p$ à 11 GeV/c, nous a permis de dégager les résultats suivants.

La section efficace de production des événements à 6 branches augmente avec l'énergie dans un domaine allant jusqu'à 25 GeV. Par contre, les sections efficaces des 3 canaux étudiés décroissent après un maximum situé aux environs de 10 GeV.

A cette multiplicité relativement élevée, on observe encore le caractère périphérique de ces réactions, qui s'est, cependant, atténué par rapport à celui des réactions à 2 et 4 branches.

On retrouve les effets de limitation de l'impulsion transverse, quelle que soit la multiplicité des réactions considérées. Cependant, de légères variations de l'impulsion transverse moyenne sont notées en fonction de la masse des particules et de la multiplicité.

La production des résonances est importante, surtout dans la réaction $\pi^- p \to \pi^- p\, 2\pi^+\, 2\pi^-$ où l'on a pu mettre en évidence la production associée du $\Delta^{++}(1236)$ et du $\rho^\circ(765)$ dans le canal $\pi^- p \to \Delta^{++} \rho^\circ \pi^- \pi^-$ avec un taux de l'ordre de 23%. C'est aussi dans ce canal qu'il y a une nette indication pour la production du A1 et du A2.

Une analyse inspirée par la méthode de l'espace de phase longitudinale a permis de voir que si les mécanismes diffractifs existent dans les réactions étudiées, ils ne sont pas encore prépondérants à notre énergie et qu'il y a un certain nombre de processus en compétition dans les multicorps.

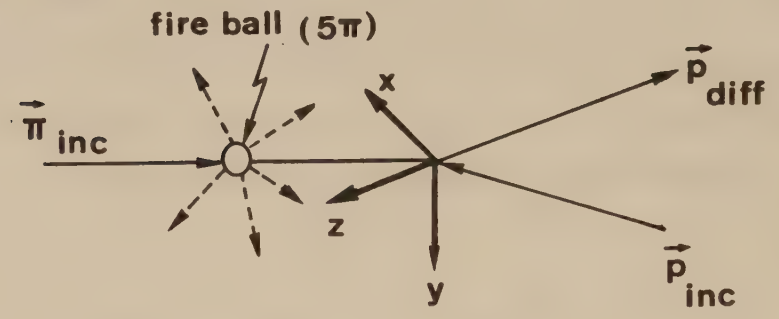
Dans la comparaison avec nos résultats expérimentaux, le modèle multi-Regge se révèle être en bon accord avec les distributions de particules sortantes prises isolément (p_L^* , p_T , $\cos\theta_{CM}^*$). Cependant les amplitudes de ce modèle n'ont pas explicitement les propriétés de dualité et, de ce fait, les principales résonances observées sur les spectres de masse effective, ne sont pas reproduites. Néanmoins, on ne saurait négliger certains effets qui pourraient être dus à la dualité. Il serait évidemment souhaitable de pouvoir utiliser un modèle dual même dans le cas de réactions à haute multiplicité. Mais les difficultés rencontrées dans l'application de ce genre de modèle à plus basse multiplicité en limite l'emploi. Pour le moment, il s'avère que le modèle multi-Regge se trouve particulièrement bien adapté pour décrire les réactions à haute multiplicité où les mécanismes dominants sont encore assez nombreux. Couplé à la méthode d'analyse en espace de phase longitudinale, il permet de rendre compte, aux résonances près, de la production multiple à haute énergie.

APPENDICE

Dans le cas de la formation du fireball pionique

$$\pi^- p \rightarrow (5\pi)^- p$$

les angles d'émission des π de désintégration sont calculés dans le système au repos du fireball. On a la configuration suivante :



Le référentiel choisi appelé trièdre d'hélicité, (de voie s), a les axes définis par les vecteurs unitaires ci-après :

Oz qui est l'axe de quantification

par $\vec{w} = - \vec{p}_{diff} / \vec{p}_{diff}$

Oy qui est la normale au plan de production

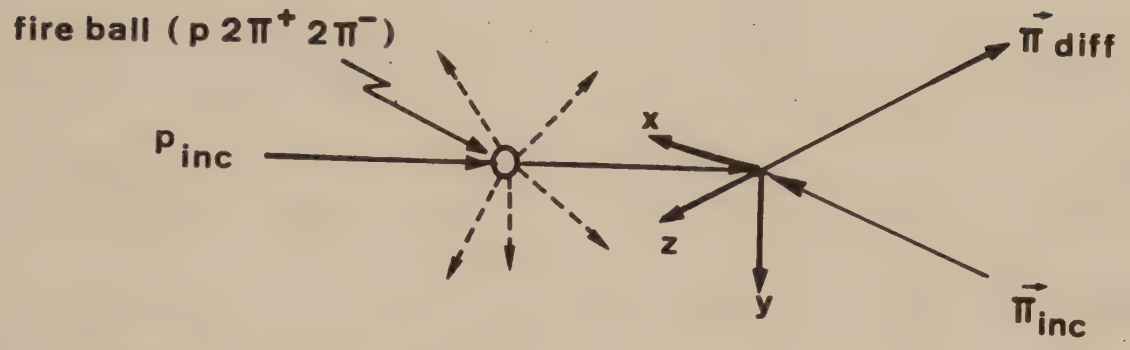
par $$\vec{v} = \frac{\vec{p}_{inc} \wedge \vec{p}_{diff}}{|\vec{p}_{inc} \wedge \vec{p}_{diff}|}$$

Ox par $\vec{u} = \vec{v} \wedge \vec{w}$

$\vec{p}_{inc}$ et $\vec{p}_{diff}$ désignent les trivecteurs impulsion du proton avant et après la diffusion, dans le système au repos du fireball.

Pour le mécanisme du fire-ball baryonique

$$\pi^- p \rightarrow \pi^- (p\ 2\pi^+\ 2\pi^-)$$



Nous avons le trièdre analogue où

Oz est défini cette fois

$$\text{par} \quad \vec{w}' = - \vec{\pi}_{diff} \, |\vec{\pi}_{diff}|$$

Oy est défini

$$\text{par} \quad \vec{v}' = \frac{\vec{\pi}_{inc} \wedge \vec{\pi}_{diff}}{|\vec{\pi}_{inc} \wedge \vec{\pi}_{diff}|}$$

et Ox

$$\text{par} \quad \vec{u}' = \vec{v}' \quad \vec{w}'$$

$\vec{\pi}_{inc}$ et $\vec{\pi}_{diff}$ étant les impulsions du π^- incident et du π^- diffusé, toujours dans le système du fireball au repos.

REFERENCES

[1] C. KOCHOWSKI,
Thèse d'Etat, Orsay (1968).

[2] a) Ecole d'été du CERN. Herceg Novi (1964).
b) TC Program Library.

[3] C. LEWIN,
Thèse d'Etat, Orsay (1971).

[4] K.J. FOLEY, R.S. JONES, S.J. LINDENBAUM, W.A. LOVE, S. OZAKI,
E.D. PLATNER, C.A. QUARLES, E.H. WILLEN,
Phys. Rev. Letters 19, 330 (1967).

[5] F. BOMSE, S. BORENSTEIN, E.B. BRUCKER, A. CALLAHAN, J. COLE,
D. ELLIS, D. GILLESPIE, G. LUSTE, E. MOSES, A. PEVSNER,
R. ZDANIS,
Phys. Rev. 162, 1328 (1967).

[6] K.F. SUEN, E.D. ALVEA, K.F. GALLOWAY, H.J. MARTIN, W.A. POWERS,
T.M. SMALL,
Phys. Rev. 1D, 54 (1970).

[7] M. BARDADIN, L. MICHEJDA, S. OTWINOWSKI, R. SOSNOWSKI,
Proc. Sienna Intern. Conf. Elementary Particles, Vol. 1, p. 628,
(1963).

[8] G.W. BRANDENBURG, A.E. BRENNER, M.L. IOFFREDO, W.H. JOHNSON,
J.K. KIM, M.E. LAW, J.E. MUELLER, B.M. SALZBERG,
J.H. SCHARENGUIVEL, L.K. SISTERSON, J.J. SZYMANSKI,
Nuclear Phys. B16, 287 (1970).

[9] AACHEN-BERLIN-BONN-CERN-WARSAW Collaboration,
Nuclear Phys. B8, 471 (1968).

[10] J.W. ELBERT, A.R. ERWIN, W.D. WALKER, J.W. WATERS,
Nuclear Phys. B19, 85 (1970).

[11] K. ABE, A.D. JOHNSON, W. STENGER, P.G. WOHLMUT,
Phys. Rev. D2, 91 (1970).

[12] J.D. HANSEN, W. KITTEL, D.R.O. MORRISON,
Nuclear Phys. B25, 582 (1971).

[13] J.BARTKE, O. CZYZEWSKI,
Nuclear Phys. B5, 582 (1968).

[14] AACHEN-BERLIN-BONN-CERN-CRACOW-HEIDELBERG-WARSAW
Collaboration,
Nuclear Phys. B13, 571 (1969).

[15] CHIA PING WANG,
Phys. Rev. 180, 1463 (1969).
Phys. Letters 30B, 115 (1969).

[16] a) K. RYBICKI, O. CZYZEWSKI,
Communication à la conf. de Kiev (1970).

b) O. CZYZEWSKI,
Ecole d'Eté, Gif sur Yvette (1970).

[17] a) L.W. JONES, A.E. BUSSIAN, G.D. DE MEESTER, B.W. LOO,
D.E. LYON, P.V. RAMANA MURTHY, R.F. ROTH, J.G. LEARNED,
F.E. MILLS, D.D. REEDER, K.N. ERICKSON, B. CORK,
Phys. Rev. Letters 25, 1679 (1970).

b) D.E. LYON, A.E. BUSSIAN, G.D. DE MEESTER, L.W. JONES,
F.E. MILLS, J.G. LEARNED, D.D. REEDER, K.N. ERICKSON,
B. CORK, C. RISK,
Phys. Rev. Letters 26, 728 (1971).

[18] L. VAN HOVE,
Phys. Letters 28B, 429 (1969).

[19] T. HOFMOKL, L. MICHEJDA, S. OTWINOWSKI, R. SOSNOWSKI,
M. SZEPTYCKA, W. WOJCIK, A. WROBLEWSKI,
Nuclear Phys. B4, 573 (1968).

[20] J. NISHIMURA,
Soryushiron Kenkyu 12, 24 (1956).

[21] C. CASO, F. CONTE, G. TOMASINI, E. BASSLER, D. CORDS, G. DREWS,
P. VON HANDEL, H. NAGEL, P. SCHILLING, L. CASE, L. MANDELLI,
S. RATTI, G. VEGNI, P. DARONIAN, A. DAUDIN, B. GANDOIS,
L. MOSCA,
Nuovo Cimento 66A, 11 (1970).

[22] J. BENECKE, T.T. CHOU, C.N. YANG, E. YEN,
Phys. Rev. 188, 2159 (1969).

[23] D.R.O. MORRISON,
Proc. Lund Intern. Conf. Elementary Particles, p. 235 (1969).

[24] J.D. JACKSON,
Nuovo Cimento 34, 1644 (1964).

[25] PARTICLE DATA GROUP,
(April 1971).

[26] AACHEN-BERLIN-BONN-CERN-WARSAW Collaboration,
Nuclear Phys. B8, 471 (1968).

[27] C. CASO, F. CONTE, G. TOMASINI, D. CORDS, P. VON HANDEL,
H. NAGEL, P. SCHILLING, G. COSTA, L. MANDELLI, S. RATTI,
G. VEGNI, P. DARONIAN, A. DAUDIN, B. GANDOIS, C. KOCHOWSKI,
C. LEWIN, L. MOSCA,
Lettere al Nuovo Cimento 3, 707 (1970).

[28] F. CONTE, G. TOMASINI, D. CORDS, P. DITTMANN, P. VON HANDEL, B. HELLWIG, L. MANDELLI, S. RATTI, V. RUSSO, A. SILVESTRI, G. VEGNI, P. DARONIAN, A. DAUDIN, B. GANDOIS, C. KOCHOWSKI, C. LEWIN, L. MOSCA,
Nuovo Cimento 51A, 175 (1967).

[29] A. ASTIER, J. COHEN-GANOUNA, M. DELLA NEGRA, B. MARECHAL, L. MONTANET, M. TOMAS, M. BAUBILLIER, J. DUBOC,
Phys. Letters 25B, 294 (1967).

[30] W. KIENZLE, B.C. MAGLIC, B. LEVRAT, P. LEFEBVRES, D. FREYTAG, H.R. BLIEDEN,
Phys. Letters 19, 438 (1965).

[31] J. OOSTENS, P. CHAVANON, M. CROZON, J. TOCQUEVILLE,
Phys. Letters 22, 708 (1966).

[32] a) R. AMMAR, W. KROPAC, H. YARGER, R. DAVIS, J. MOTT, B. WERNER, M. DERRICK, T. FIELDS, F. SCHWEINGRUBER, D. HODGE, D.D. REEDER,
Phys. Rev. 2D, 430 (1970).

b) J.H. CAMPBELL, S. LICHTMAN, F.J. LOEFFLER, D.H. MILLER, R.J. MILLER, W.J. MILLER, R.B. WILLMANN,
Phys. Rev. Letters 22, 1204 (1969).

c) C. DEFOIX, P. RIVET, J. SIAUD, B. CONFORTO, M. WIDGOFF, F. SHIVELY,
Phys. Letters 28B, 353 (1968).

d) S. OTWINOWSKI,
Phys. Letters 29B, 529 (1969).

[33] B. MAGLIC,
Proc. Lund Intern. Conf. Elementary Particle, p. 269 (1969).

[34] R.A. DONALD, D.N. EDWARDS, M.A. HOULDEN, M. BAUBILLIER, M.C. COUSINOU, A.M. TOUCHARD, R. WEILL, J.B. GAY, Papier soumis à la 15ème Conférence Internationale de Physique à Hautes Energies, Kiev (1970).

[35] W. HEISENBERG, Nature 164, 65 (1949).

[36] E. FERMI, Progr. Theoret. Phys. 5, n°4 (1950).

[37] R. LESTIENNE, Thèse d'Etat, Paris (1967).

[38] G. COCCONI, Phys. Rev. 111, 1699 (1958).

[39] L. VAN HOVE, Rev. Mod. Phys. 36, 655 (1964).

[40] A. KRZYWICKI, Ecole d'Eté, Gif sur Yvette (1970).

[41] a) P. CIOK, T. COGHEN, J. GIERULA, R. HOLYNSKI, A. JURAK, M. MIESOWICZ, T. SANIEWSKA, O. STANISZ, Nuovo Cimento 8, 166 (1958).

b) P. CIOK, T. COGHEN, J. GIERULA, R. HOLYNSKI, A. JURAK, M. MIESOWICZ, T. SANIEWSKA, J. PERNEGR, Nuovo Cimento 10, 741 (1958).

[42] M. MIESOWICZ, Progr. in Elementary Particle and cosmic ray physics Vol. 10, p. 103 (1971).

[43] A. KRZYWICKI, Nuovo Cimento 32, 1067 (1964).

[44] a) V.V. GUSEVA, N.A. DOBROTIN, N.G. ZELEVINSKAYA, K.A. KOTELNIKOV, A.M. LEBEDEV, S.A. SLAVATINSKY, J. Phys. Soc. Japan, 17 : Suppl. A-III, 375 (1962).

b) N.A. DOBROTIN, V.V. GUSEVA, K.A. KOTELNIKOV, A.M. LEBEDEV, S.A. SLAVATINSKY, N.G. ZELEVINSKAYA, Nuclear Phys. 35, 152 (1962).

[45] R. HAGEDORN, Nuclear Phys. 56A, 1027 (1968).

[46] R. HAGEDORN, Ecole d'Eté, Gif sur Yvette (1970).

[47] R.P. FEYNMANN, High Energy Collision, Third Intern. Conf. of Stony Brook, (Gordan and Breach, N.Y. (1969), p. 237).

[48] H. GROTE, R. HAGEDORN, J. RANFT, Atlas of particle production spectra, CERN 1970.

[49] G.F. CHEW, F. LOW, Phys. Rev. 113, 1640 (1959).

[50] D. AMATI, S. FUBINI, A. STANGHELLINI, Nuovo Cimento 26, 896 (1962).

[51] DON M. TOW, Phys. Rev. D2, 154 (1970).

[52] D.R. AVALOS, Rapport UCRL 20810, (1971).

[53] D.R. SNIDER, T.M. TOW, Phys. Rev. D3, 996 (1971).

[54] A. JUREWICZ, L. MICHEDJA, J. NAMYSLOWSKI, J. TURNAU,
Nuclear Phys. B29, 269 (1971).

[55] BRUXELLES-CERN Collaboration,
Communication présentée à la Conférence de Helsinki par
E. de WOLF (1971).

[56] H.P. DURR, H. PILKUHN,
Nuovo Cimento 40, 899 (1965).

[57] K.A. Ter MARTIROSYAN,
Sov. Phys. JETP 17, 233 (1963).

[58] Z. KOBA,
Fortschritte der Physik 11, 118, 583 (1963).

[59] T.W.B. KIBBLE,
Phys. Rev. 131, 2282 (1963).

[60] a) K.A. Ter MARTIROSYAN, A. POPOVA,
Nuclear Phys. 58, 107 (1964).

b) K.A. Ter MARTIROSYAN,
Nuclear Phys. 68, 591 (1964).

[61] CHAN HONG MO, K. KAJANTIE, G. RANFT,
Nuovo Cimento 49, 157 (1967).

[62] a) CHAN HONG MO, K. KAJANTIE, G. RANFT, W. BEUSCH, E. FLAMINIO,
Nuovo Cimento 51, 696 (1967).

$\pi^+ p \to p\pi^+\pi^\circ$ à 8 GeV/c

$\pi^- p \to K_1^\circ K_1^\circ n$ à 12 GeV/c .

b) C. CASO, F. CONTE, G. TOMASIN, D. CORDS, P. VON HANDEL, P. SCHILLING, O. BALDACCI, L. CASE, L. MANDELLI, S. RATTI, P. DARONIAN, A. DAUDIN, B. GANDOIS, C. KOCHOWSKI, L. MOSCA, Nuovo Cimento 67, 613 (1970) :

$\pi^- p \to \pi^- p\ \pi^\circ$
$\pi^- p \to \pi^- p\ f^\circ$
$\pi^- p \to \pi^- \pi^-\ \Delta^{++}$
} 11 GeV/c.

[63] CHAN HONG MO, J. LOSKIEWICZ, W.W.M. ALLISON, Nuovo Cimento 57A, 93 (1968).

[64] L. VAN HOVE, Nuclear Phys. B9, 331 (1969).

[65] W. KITTEL, S. RATTI, L. VAN HOVE, Nuclear Phys. B30, 333 (1971).

[66] Six-prong European Collaboration, Preprint.

[67] M.L. GOOD, W.D. WALKER, Phys. Rev. 120, 1857 (1960).

[68]

$\pi^- p$	11 GeV/c	GENES-HAMBOURG-MILAN-SACLAY Coll. [21]
$\pi^- p$	16 GeV/c	AACHEN-BERLIN-BONN-CERN-WARSAW Coll.
$\pi^+ p$	8 GeV/c	AACHEN-BONN-CERN Coll.
$\pi^+ p \to p 3\pi^+ 2\pi^-$	8 GeV/c	Z. AJDUK, L. MICHEDJA, W. WOJCIK Acta Physica Polonica A37, 285 (1970).
$K^+ p$	5 GeV/c	BRUXELLES-CERN Coll. Nuclear Phys. B9, 295 (1969).
pp	8 GeV/c	M. BORATAV, J. LE GUYADER, M. SENE, J. GINESTET, L. MANESSE, TRAN HA ANH D. VIGNAUD, J. BARTKE, Nuclear Phys. B20, 573 (1970).

pp 13 GeV/c J. LE GUYADER, M. SENE, J. GINESTET, D. MANESSE, TRAN HA ANH, D. VIGNAUD, Communication présentée à la XVème Conf. de Physique des Hautes Energies, Kiev (1970).

[69] J. FINKELSTEIN, K. KAJANTIE, Phys. Letters 26B, 305 (1968).

[70] H. SATZ, Rapport CERN TH 1001 (1969).

[71] F. JAMES, Fowli a Monte Carlo integration method CERN.

[72] G. VENEZIANO, Nuovo Cimento 57A, 190 (1968).

Manuscrit reçu le 11 octobre 1972

TABLE I : Sections efficaces (en μb)

Réaction $\pi^- p \rightarrow p\pi^+\pi^+\pi^-\pi^-\pi^-$

arrière	avant	11 GeV/c	16 GeV/c	ΔQ
p	+ + - - -	21.3±2.5	29.0±2.4	0
p +	+ - - -	30.5±3.0	30.0±2.5	1
p -	+ + - -	43.0±3.7	36.0±2.7	1
p ++	- - -	8.9±1.6	8.8±1.0	2
p + -	+ - -	65.0±4.5	55.0±3.4	0
p - -	+ + -	17.0±2.2	13.7±1.7	2
p - - -	+ +	0.8±0.5	1.9±0.6	3
p + + -	- -	14.6±2.0	15.6±1.8	1
p + - -	+ -	29.5±3.0	32.0±2.6	1
p + - - -	+	1.2±0.6	0.6±0.4	2
p + + - -	-	8.6±1.6	14.6±1.8	0
Mésons	p + Mésons	29.6±3.0	12.6±1.6	ΔB

Les erreurs sont statistiques

TABLE II : Sections efficaces (en μb)

Réaction $\pi^- p \rightarrow p\pi^+\pi^+\pi^-\pi^-\pi^-\pi^\circ$

arrière	avant	11 GeV/c	16 GeV/c	ΔQ
p	+ + − − − °	25.4±2.9	28.7±2.3	0
p −	+ + − − °	45.5±3.9	51.0±3.1	1
p +	+ − − − °	40.3±3.6	37.3±2.7	1
p − −	+ + − °	36.0±3.1	26.4±2.2	2
p + −	+ − − °	83.8±4.5	92.8±4.2	0
p + +	− − − °	11.9±2.2	12.0±1.5	2
p − − −	+ + °	3.0±1.0	2.9±0.9	3
p + − −	+ − °	49.8±4.1	57.6±3.3	1
p + + −	− − °	27.4±3.0	32.3±2.5	1
p + − − −	+ °	6.3±1.4	6.2±1.1	2
p + + − −	− °	15.8±2.3	18.5±1.9	0
p + + − − −	°	3.6±1.1	1.8±0.6	1
p °	+ + − − −	12.9±2.1	15.5±1.7	0
p − °	+ + − −	26.1±2.9	30.7±2.4	1
p + °	+ − − −	19.5±2.5	23.1±2.1	1
p − − °	+ + −	12.2±2.0	15.5±1.7	2
p + − °	+ − −	42.8±3.8	57.1±3.3	0
p + + °	− − −	5.9±1.4	8.2±1.2	2
p − − − °	+ +	0.3±0.3	0.5±0.3	3
p + − − °	+ −	19.2±2.5	30.3±2.4	1
p + + − °	− −	15.2±2.2	14.8±1.9	1
p + − − − °	+	1.0±0.6	1.2±0.5	2
p + + − − °	−	7.3±1.6	10.9±1.4	0
Mésons	p + Mésons	122.1±6.4	74.7±3.8	ΔB

Les erreurs sont statistiques

TABLE III: Sections efficaces (en μb)

Réaction $\pi^- p \rightarrow n\pi^+\pi^+\pi^+\pi^-\pi^-\pi^-$

arrière	avant	11 GeV/c	16 GeV/c	ΔQ
n	+ + + − − −	6.8±1.5	6.7±1.1	1
n +	+ + − − −	11.9±2.0	14.9±1.6	0
n −	+ + + − −	14.5±2.2	11.8±1.4	2
n + +	+ − − −	13.5±2.1	13.2±1.5	1
n + −	+ + − −	42.2±3.7	29.7±2.2	1
n − −	+ + + −	15.5±2.2	12.1±1.4	3
n + + +	− − −	4.2±1.3	2.0±0.6	2
n + + −	+ − −	35.8±3.4	32.4±2.3	0
n + − −	+ + −	41.9±3.7	31.2±2.3	2
n + − − −	+ +	2.3±0.9	2.1±0.6	3
n + + + −	− −	4.2±1.2	4.0±0.8	1
n + + − −	+ −	20.6±2.6	21.6±1.9	1
n + + − − −	+	0.6±0.4	0.4±0.3	2
n + + + − −	−	3.2±1.0	3.6±0.8	0
n − − −	+ + +	1.9±0.8	1.0±0.4	4
Mésons	n + Mésons	40.8±3.6	23.4±2.0	ΔB

Les erreurs sont statistiques

LEGENDE DES FIGURES

Fig. 1a : Distribution du carré de la masse manquante pour la réaction

$$\pi^- p \to p\, 2\pi^+\, 3\pi^- \quad .$$

Fig. 1b : Distribution de l'énergie manquante pour la réaction

$$\pi^- p \to p\, 2\pi^+\, 3\pi^- \quad .$$

Fig. 2 : Distribution du carré de la masse manquante pour la réaction

$$\pi^- p \to p\, 2\pi^+\, 3\pi^-\, \pi^\circ \quad .$$

En encart : distribution de la probabilité du χ^2 pour la même réaction.

Les histogrammes hachurés correspondent aux événements sélectionnés.

Fig. 3 : Distribution du carré de la masse manquante pour les événements ambigus dans la réaction

$$\pi^- p \to p\, 2\pi^+\, 3\pi^-\, \pi^\circ \quad .$$

L'histogramme hachuré représente la distribution des événements ayant la meilleure probabilité.

Fig. 4 : Distribution de la masse effective du complexe $\pi^+\pi^-\pi^\circ$ pour les événements ambigus ayant la meilleure probabilité (a) ; la même distribution pour les événements rejetés (b).

Fig. 5 : Distribution du carré de la masse manquante pour les événements sélectionnés dans la réaction

$$\pi^- p \to n\, 3\pi^+\, 3\pi^- \quad .$$

En encart : distribution de la probabilité du χ^2 pour le même lot d'événements.

Fig. 6a : Sections efficaces des réactions $\pi^- p$ à 6 particules chargées en fonction de l'impulsion incidente.

Fig. 6b ; Sections efficaces des réactions $\pi^- p \to p\, 2\pi^+\, 3\pi^-$; $\pi^- p \to p\, 2\pi^+\, 3\pi^-\pi^\circ$ et $\pi^- p \to n\, 3\pi^+\, 3\pi^-$ en fonction de l'impulsion incidente.

Fig. 7 : Section efficace de différentes réactions $\pi^- p$ en fonction de l'impulsion primaire.

Fig. 8 : Distribution de la section efficace $\pi^- p$ inélastique à 11 GeV en fonction du nombre de branches.

La courbe en trait plein représente la loi de Poisson pour $\bar{n}_c = 3{,}75$.

Fig. 9 : Variation de la multiplicité moyenne chargée en fonction de l'énergie dans le système du centre de masse dans les interactions $\pi^- p$ (a) et pp (b) .

Fig. 10 : Distributions du $\Delta^2 p$/nucléon pour les réactions 3 étudiées. La courbe en trait plein dans la figure 10a donne les prédictions du modèle statistique.

Fig. 11 : Distributions du cosinus de l'angle d'émission du proton dans le système du centre de masse dans les réactions

a) $\pi^- p \to \pi^- p$

b) $\pi^- p \to \pi^- p \pi^+ \pi^-$

c) $\pi^- p \to \pi^- p\, 2\pi^+ \pi^-$

d) $\pi^- p \to \pi^- p\, 2\pi^+ 2\pi^- \pi^\circ$

N_{AV} désigne le nombre d'événements où $\cos\theta^*_p > 0$.

Fig. 12 : Distributions des impulsions transverses pour les nucléons et les pions des trois réactions étudiées.

Fig. 13 : Distributions des impulsions longitudinales pour les nucléons, les π^+ et les π^- des trois réactions étudiées.

Fig. 14 : Distributions de l'impulsion longitudinale du π^-_R (sélectionné comme ayant le plus petit $\Delta^2\pi^-_{incident}/\pi^-_{diffusé}$) dans les 3 réactions et celle du π° dans la réaction 2.

Fig. 15a : Spectre de masse $p\pi^+$ à 2 combinaisons par événement. La courbe en trait plein est le résultat de l'ajustement, celle en pointillé représente le fond adopté.

Fig. 15b : Spectre de masse des complexes $p\pi^+_L$ et $p\pi^+_R$.

Fig. 15c : Spectre de masse du dipion $\pi^+\pi^-$ à 6 combinaisons par événement.

Fig. 15d : Spectre de masse du dipion $\pi^+_R\pi^-$ à 3 combinaisons par événement. L'histogramme hachuré représente le spectre du dipion à combinaison unique $\pi^+_R\pi^-_R$.

Fig. 16 : Les 6 distributions de masse effective du dipion $\pi^+\pi^-$ obtenues en distinguant chacun des π par leur impulsion dans le système du laboratoire.

Fig. 17a : Diagramme à double entrée donnant la masse du complexe $\pi^+_R\,\pi^-$ en fonction du celle du complexe $p\pi^+_L$.

Fig. 17b : Spectre de masse du complexe $p\pi^+_L$ associé au ρ°. Le ρ° étant défini par $M(\pi^+_R\pi^-) \in (660 - 860$ MeV).

Fig. 17c : Spectre de masse du complexe π^+_R associé au Δ^{++} défini par $M(p\pi^+_L) \in (1120 - 1320$ MeV).

Fig. 18 : Distribution de masse effective du complexe $\rho^\circ\pi^-$.
L'histogramme hachuré représente le même spectre lorsque 1120 MeV < $p\pi^+_L$ < 1320 MeV .

Fig. 19a : Spectre de masse effective du complexe $\rho^\circ\pi^+\pi^-$ lorsque $M(p\pi^+)$ se trouve hors de la région (1120 - 1320 MeV). L'histogramme hachuré donne, dans les mêmes conditions, le spectre de masse du complexe $\rho^\circ\pi^+\pi^-$, lorsque le ρ° est formé par la combinaison $\pi^+_R\pi^-_R$.

Fig. 20 : Distribution de masse effective des complexes baryoniques
a) $p\pi^-$;
b) $p\pi^\circ$;
et c) $p\pi^+$
dans la réaction :

$$\pi^- p \to p\, 2\pi^+\, 3\pi^-\, \pi^\circ \quad .$$

Fig. 21 : Distribution de masse effective des complexes dipioniques
a) $\pi^-\pi^\circ$;
b) $\pi^+\pi^-$;
et c) $\pi^+\pi^\circ$
dans la réaction :

$$\pi^- p \to p\, 2\pi^+\, 3\pi^-\, \pi^\circ \quad .$$

Fig. 22 : Distribution de masse effective des complexes à 3π
a) $\pi^+\pi^-\pi^\circ$;
b) $\pi^+\pi^-\pi^-$;
et c) $\pi^+\pi^+\pi^-$
dans la réaction :

$$\pi^- p \to p\, 2\pi^+\, 3\pi^-\, \pi^\circ \quad .$$

Fig. 23a : Spectre de masse du complexe $\pi^-\eta$ où le η est défini par 500 < $M(\pi^+\pi^-\pi^\circ)$ < 600 MeV .

Fig. 23b : Spectre de masse du complexe $\pi_1^-\pi^+\pi_2^-\pi^\circ$ lorsque $M(\pi^+\pi_2^-\pi^\circ) \in (500, 600)$ MeV (région du η) et $M(\pi^+\pi_1^-\pi^\circ) \notin (750, 810)$ MeV (région du ω).

Fig. 23c : Spectre de masse du complexe $\pi_1^-\pi^+\pi_2^-\pi^\circ$ lorsque $M(\pi^+\pi_2^-\pi^\circ) \in (500, 600)$ MeV et $M(\pi^+\pi_1^-\pi^\circ) \in (750, 810)$ MeV.

Fig. 24 : Distribution de masse du complexe $\pi^+\pi_1^-\pi^\circ$ lorsque le complexe $\pi^+\pi_{2,3}^-\pi^\circ$ est tel que $500 < M(\pi^+\pi_{2,3}^-\pi^\circ) < 600$ MeV.

Fig. 25 : Spectre de masse effective du $\pi^-\omega$ où le ω est défini par $750 < M(\pi^+\pi^-\pi^\circ) < 810$ MeV.

Fig. 26a : Spectre de masse effective du dipion $\pi^+\pi^-$ dans la réaction $\pi^-p \to n\,3\pi^+\,3\pi^-$ à 9 combinaisons par événement.

Fig. 26b : Distribution de la masse effective de la combinaison unique $\pi_R^+\pi_R^-$. L'histogramme hachuré représente cette distribution avec la condition $M(n\pi_L^-) < 1{,}32$ GeV.

Fig. 27 : Diagrammes à double entrée donnant l'impulsion longitudinale du π_R^- et du π_R^+ en fonction de celle du proton dans la réaction $\pi^-p \to p\,2\pi^+\,3\pi^-$.

Fig. 28 : Rapport du nombre d'événements de la réaction 1, dont le π le plus rapide est de signe -, à celui dont le π le plus rapide est de signe +, porté en fonction de l'impulsion longitudinale du proton.

Fig. 29 : Distributions dans les 4 régions de R des spectres de masse effective des complexes $p\pi^+$ et $\pi^+\pi^-$.

Fig. 30a : Distribution, pour les régions I et II, du cosinus de l'angle de désintégration fait par les pions du système 5π avec l'axe Oz du trièdre d'hélicité pour le processus :

$$\pi^- p \to p(2\pi^+ 3\pi^-) \quad .$$

Fig. 30b : Distribution, pour les régions II et III, du cosinus de l'angle de désintégration fait par les particules du système $p\ 2\pi^+\ 2\pi$ avec l'axe Oz du trièdre d'hélicité pour le processus :

$$\pi^- p \to \pi^-(p\ 2\pi^+\ 2\pi^-) \quad .$$

Fig. 31 : Distribution de l'impulsion longitudinale pour le π° dans la réaction

$$\pi^- p \to \pi^- p \pi^\circ \qquad (a)$$

et dans la réaction

$$\pi^- p \to \pi^- p \pi^+ \pi^- \pi^\circ \qquad (b)$$

Les courbes en pointillé représentent les prédictions du modèle multi-Regge lorsqu'on prend le poméron comme trajectoire échangée de G parité + .

Les courbes en trait plein donnent les prédictions du même modèle lorsque la trajectoire du ρ remplace celle du poméron.

Fig. 32 : Les différents graphes introduits dans le calcul de l'amplitude pour la réaction $\pi^- p \to p\ 2\pi^+\ 3\pi^-$.

Fig. 33 : Les distributions des cosinus des angles d'émission des différentes particules dans le système du centre de masse général pour les 3 réactions étudiées.

Les courbes en trait plein donnent les prévisions du modèle multi-Regge.

Figs. 34, 35, 36 : Diagrammes à double entrée donnant l'impulsion transverse p_T en fonction de l'impulsion longitudinale p_L^* pour chacune des particules émises dans la réaction 1 (fig. 34), la réaction 2 (fig. 35) et la réaction 3 (fig. 36).

Les courbes en trait plein sur les projections de ces diagrammes donnent les prévisions du modèle de Regge.

Fig. 37 : Spectres de masse effective de la réaction 1 et les prévisions du modèle multi-Regge :

$M(p\pi^+)$; $M(p\pi^-)$; $M(\pi^+\pi^-)$ et $M(\pi^+\pi^-\pi^-)$.

Fig. 38 : Spectres de masse effective de la réaction 2 et les prévisions du modèle multi-Regge :

a) $M(p\pi^-)$; b) $M(p\pi^+)$; c) $M(p\pi^\circ)$;

d) $M(\pi^+\pi^-)$; e) $M(\pi^+\pi^\circ)$; f) $M(\pi^-\pi^\circ)$;

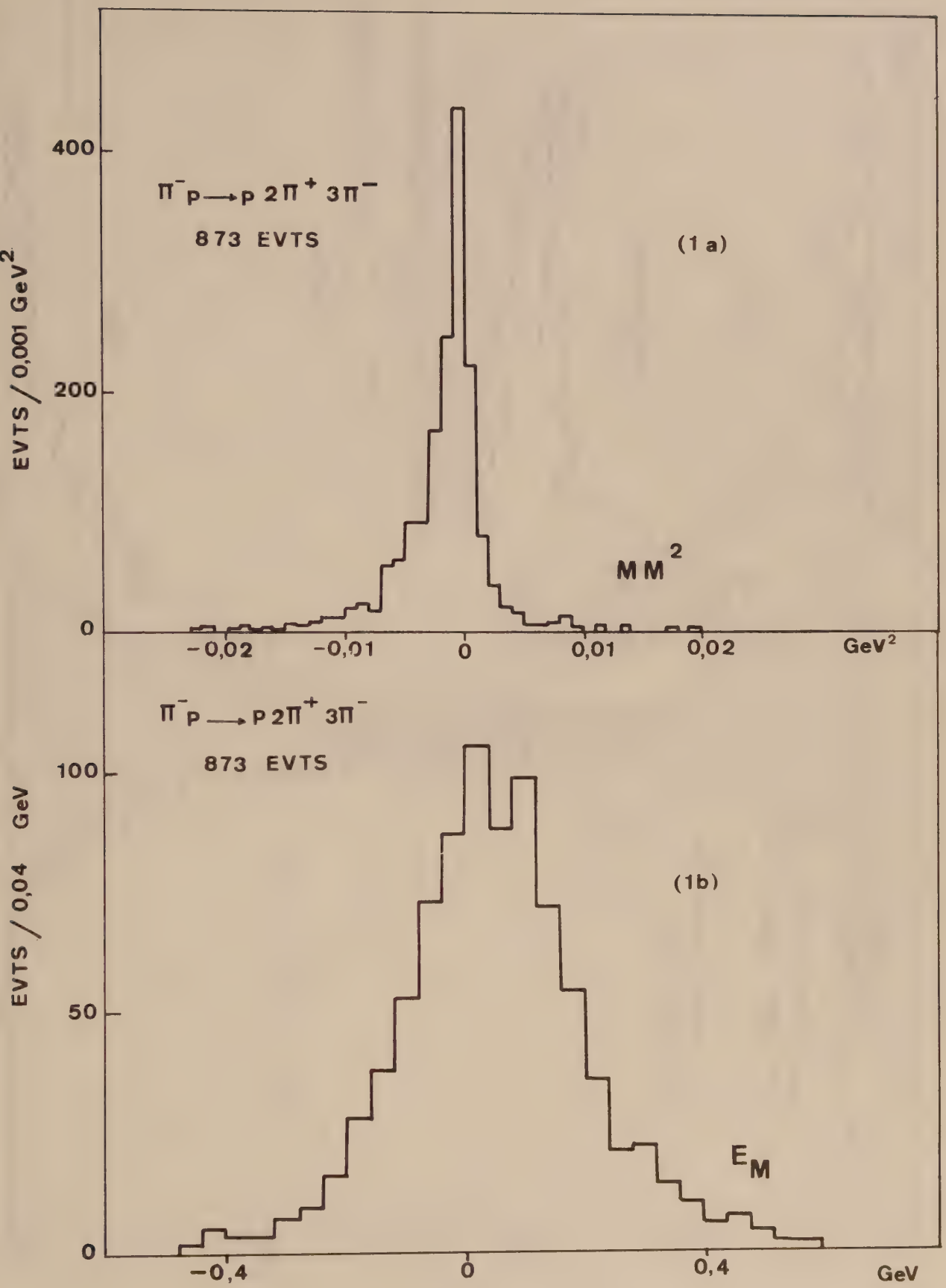
g) $M(\pi^+\pi^-\pi^-)$; h) $M(\pi^+\pi^+\pi^-)$; i) $M(\pi^+\pi^-\pi^\circ)$.

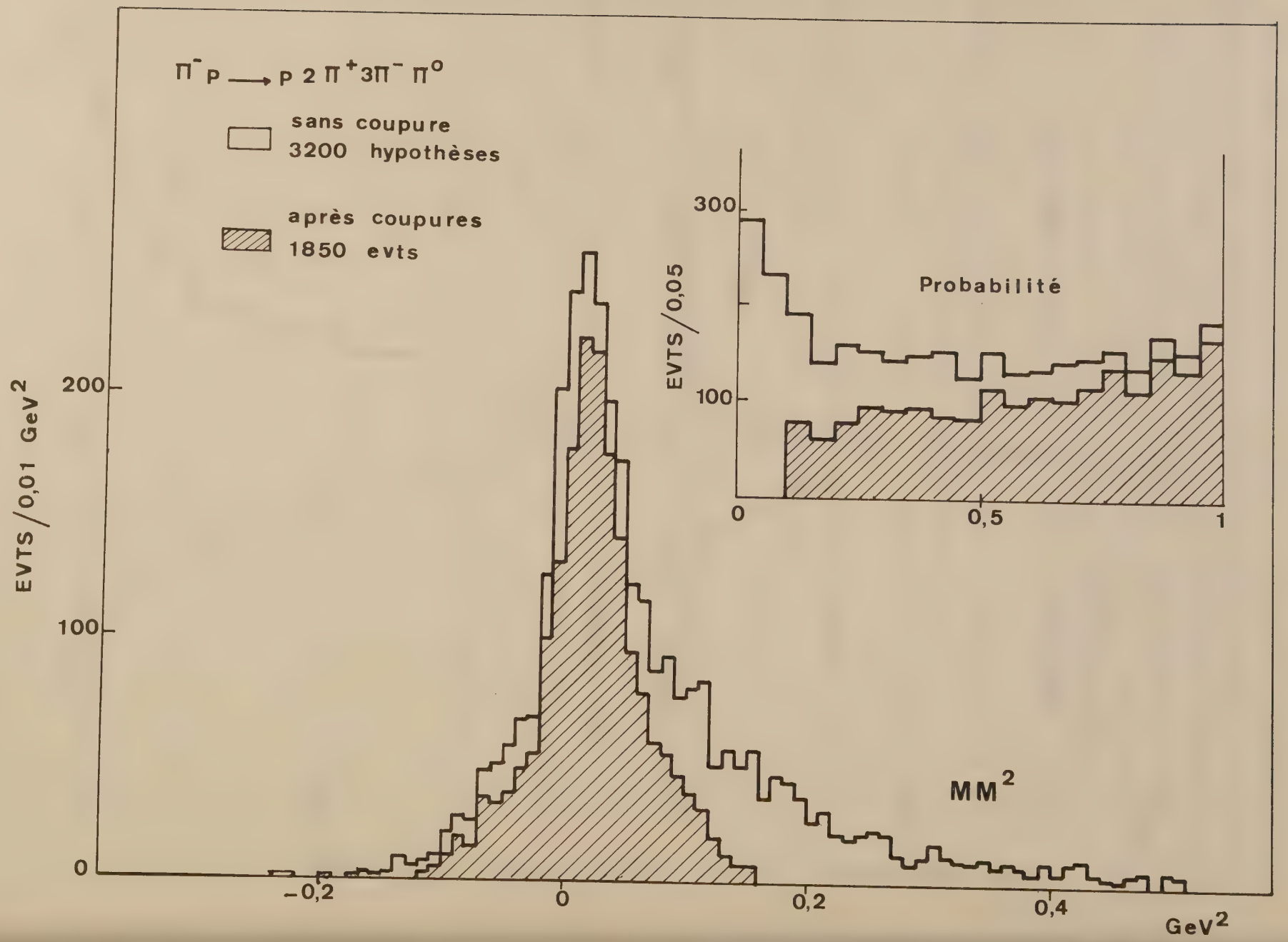
Fig. 39 : Spectres de masse effective de la réaction 3 et les prévisions du modèle multi-Regge :

a) $M(n\pi^+)$; b) $M(n\pi^-)$; c) $M(\pi^+\pi^-)$;

d) $M(\pi^+\pi^-\pi^-)$; e) $M(3\pi^+3\pi^-)$; f) $M(2\pi^+2\pi^-)$.

fig . 1


$\pi^- p \longrightarrow p\, 2\pi^+ 3\pi^-$
873 EVTS
(1 a)
EVTS / 0,001 GeV^2
400
200
0
MM^2
-0,02
-0,01
0
0,01
0,02
GeV^2
$\pi^- p \longrightarrow p\, 2\pi^+ 3\pi^-$
873 EVTS
(1b)
EVTS / 0,04 GeV
100
50
0
E_M
-0,4
0
0,4
GeV


$\pi^- p \longrightarrow p\, 2\pi^+ 3\pi^- \pi^o$
sans coupure
3200 hypothèses
après coupures
1850 evts
EVTS /0,01 GeV^2
200
100
0
−0,2
0
0,2
0,4
GeV^2
MM^2
EVTS /0,05
300
100
Probabilité
0
0,5
1

fig·2

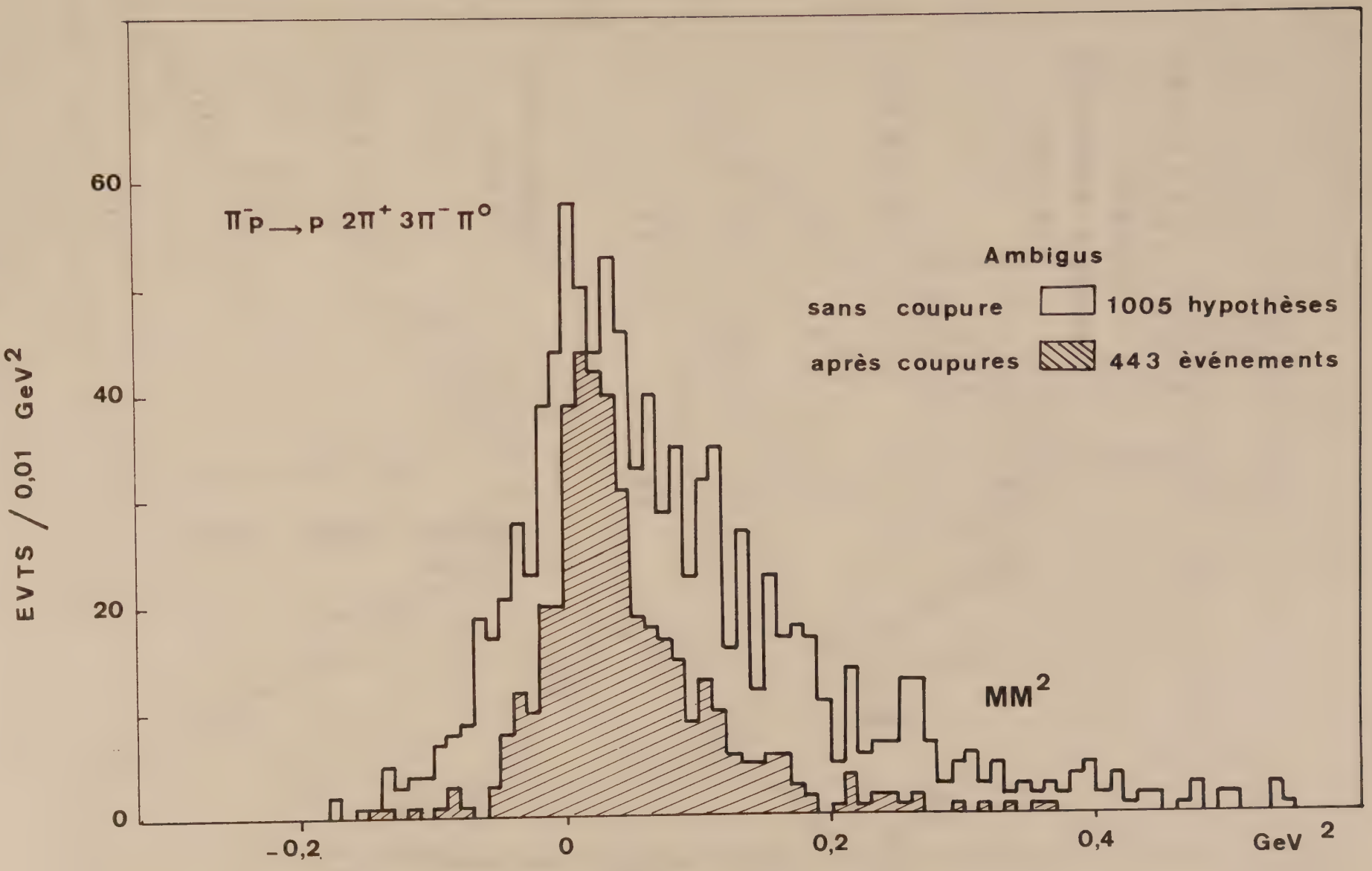
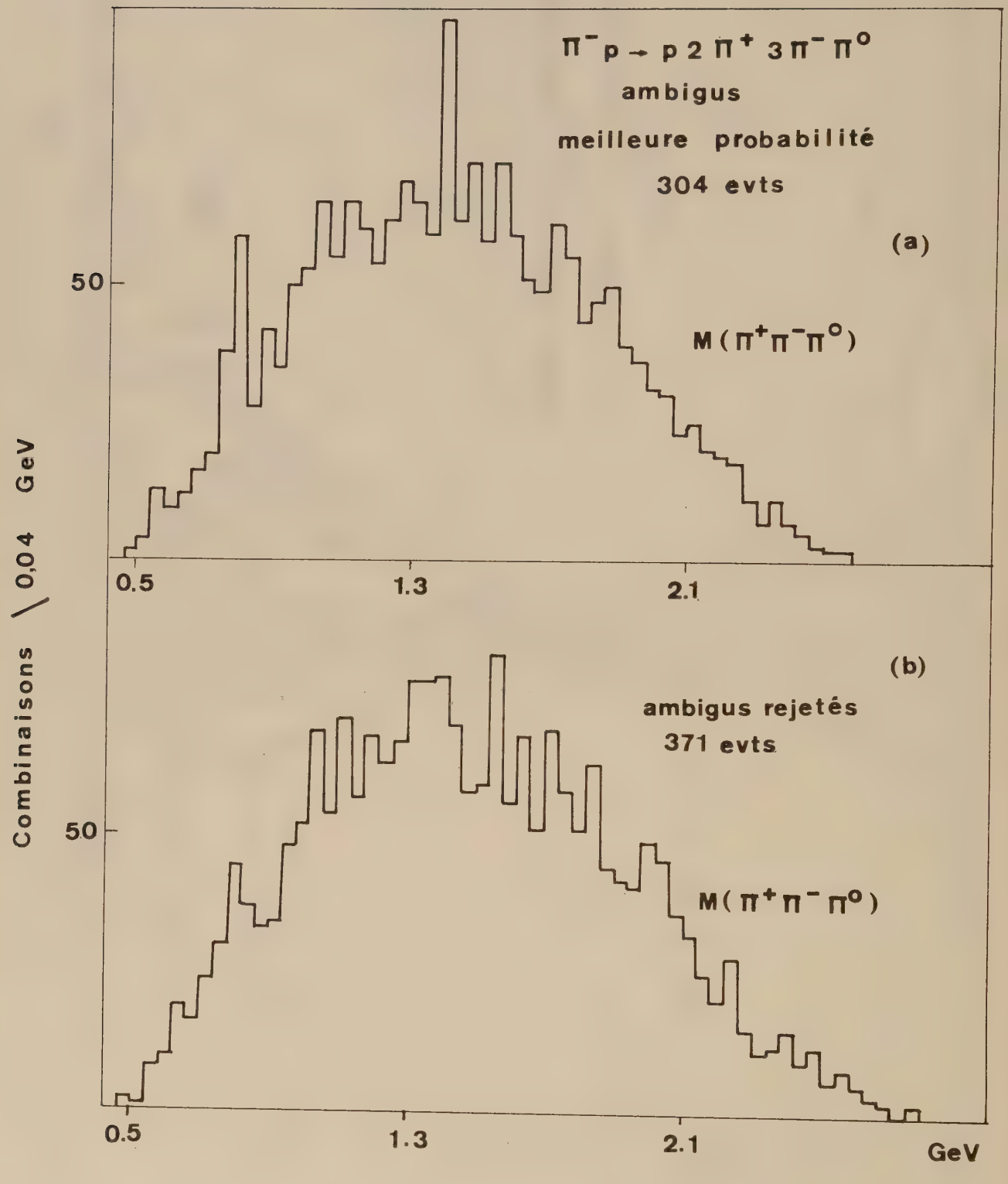

$\pi^- p \longrightarrow p\ 2\pi^+ 3\pi^- \pi^\circ$
Ambigus
sans coupure
1005 hypothèses
après coupures
443 évènements
EVTS / 0,01 GeV^2
60
40
20
0
-0,2
0
0,2
0,4
GeV^2
MM^2

fig.3

fig.4


$\pi^- p \to p\, 2\pi^+ 3\pi^- \pi^o$
ambigus
meilleure probabilité
304 evts
(a)
$M(\pi^+\pi^-\pi^o)$
50
0.5
1.3
2.1
Combinaisons \ 0,04 GeV
(b)
ambigus rejetés
371 evts
$M(\pi^+\pi^-\pi^o)$
50
0.5
1.3
2.1
GeV

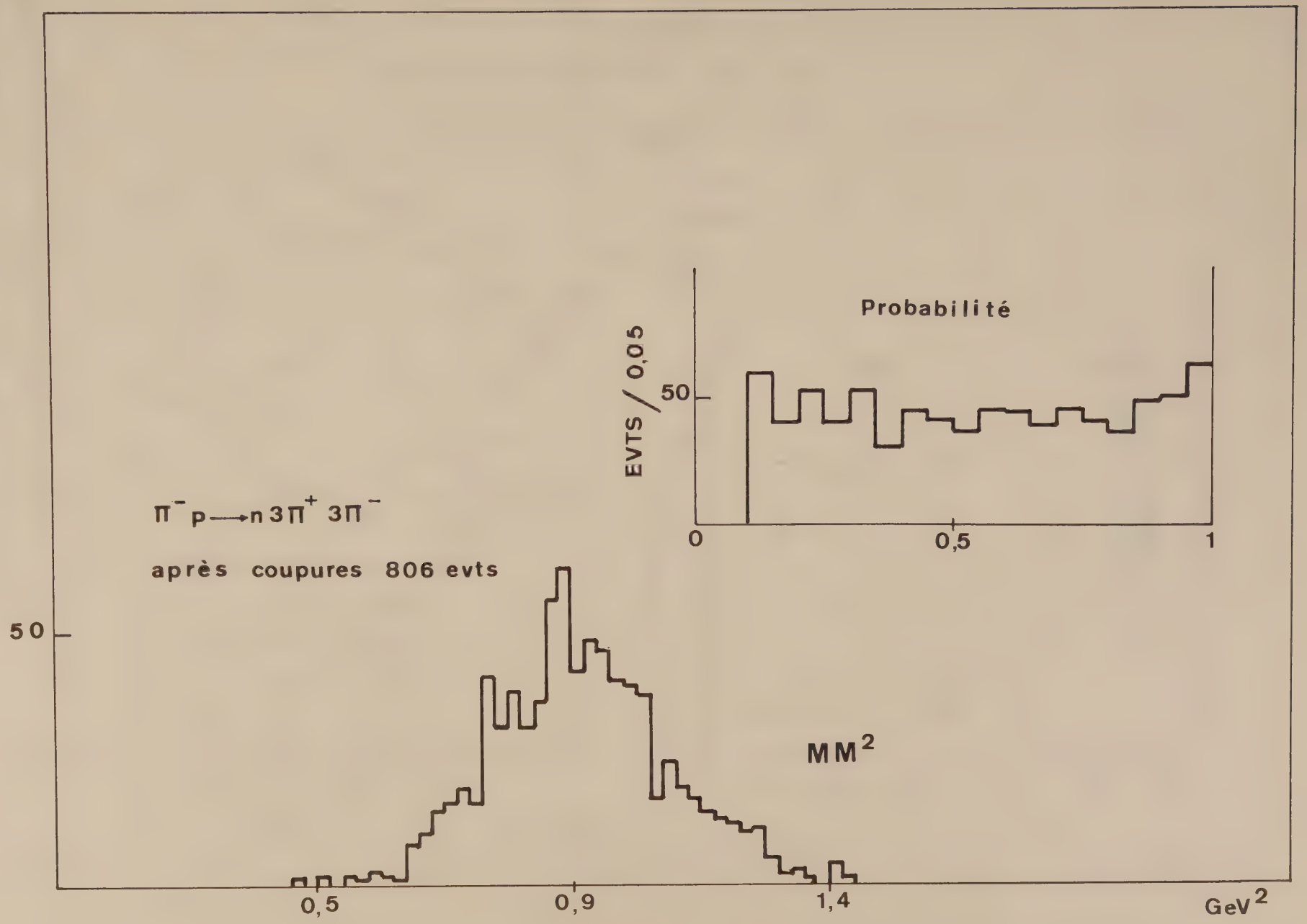
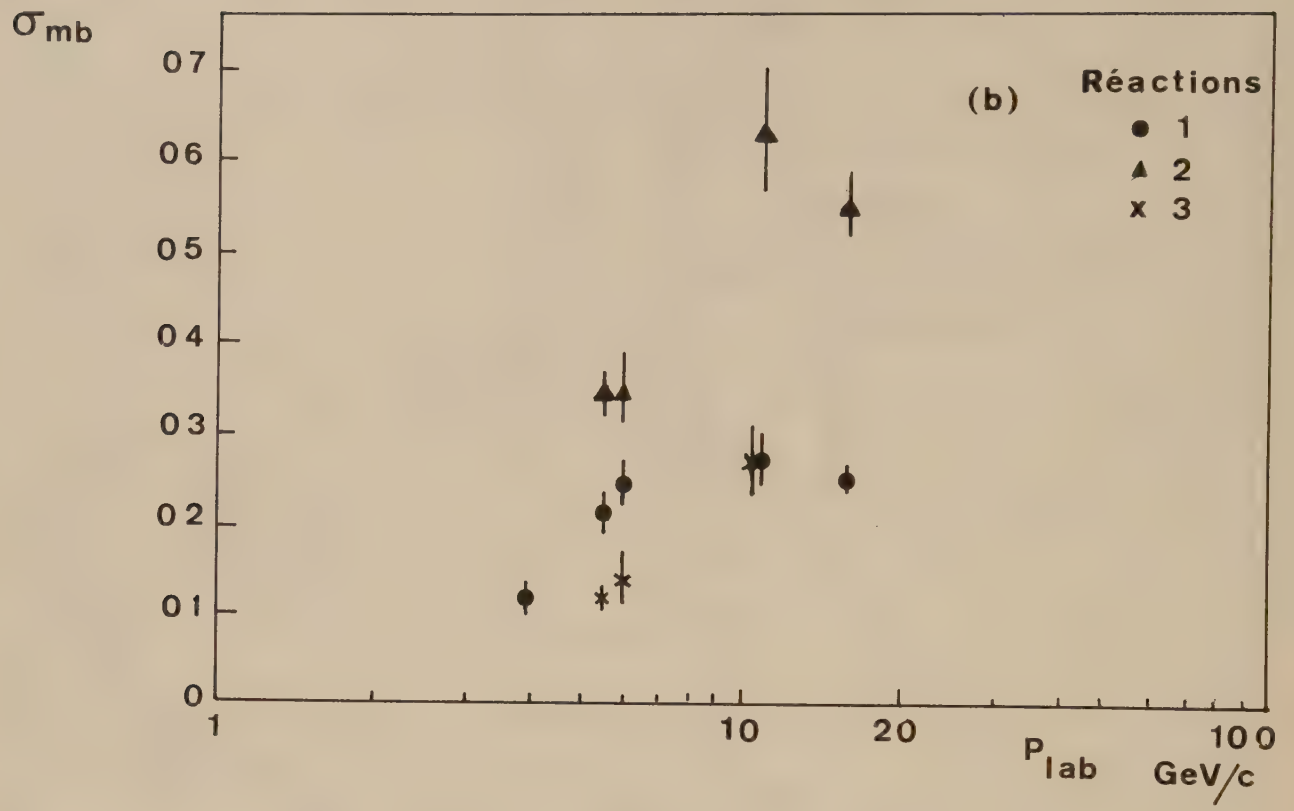

EVTS /0,02 GeV 2
50
$\pi^- p \longrightarrow n\, 3\pi^+\, 3\pi^-$
après coupures 806 evts
0,5
0,9
1,4
GeV 2
MM 2
Probabilité
EVTS / 0,05
50
0
0,5
1

fig.5

fig·6


σ mb
07
06
05
04
03
02
01
0
(b)
Réactions
● 1
▲ 2
x 3
1
10
20
100
P lab GeV/c

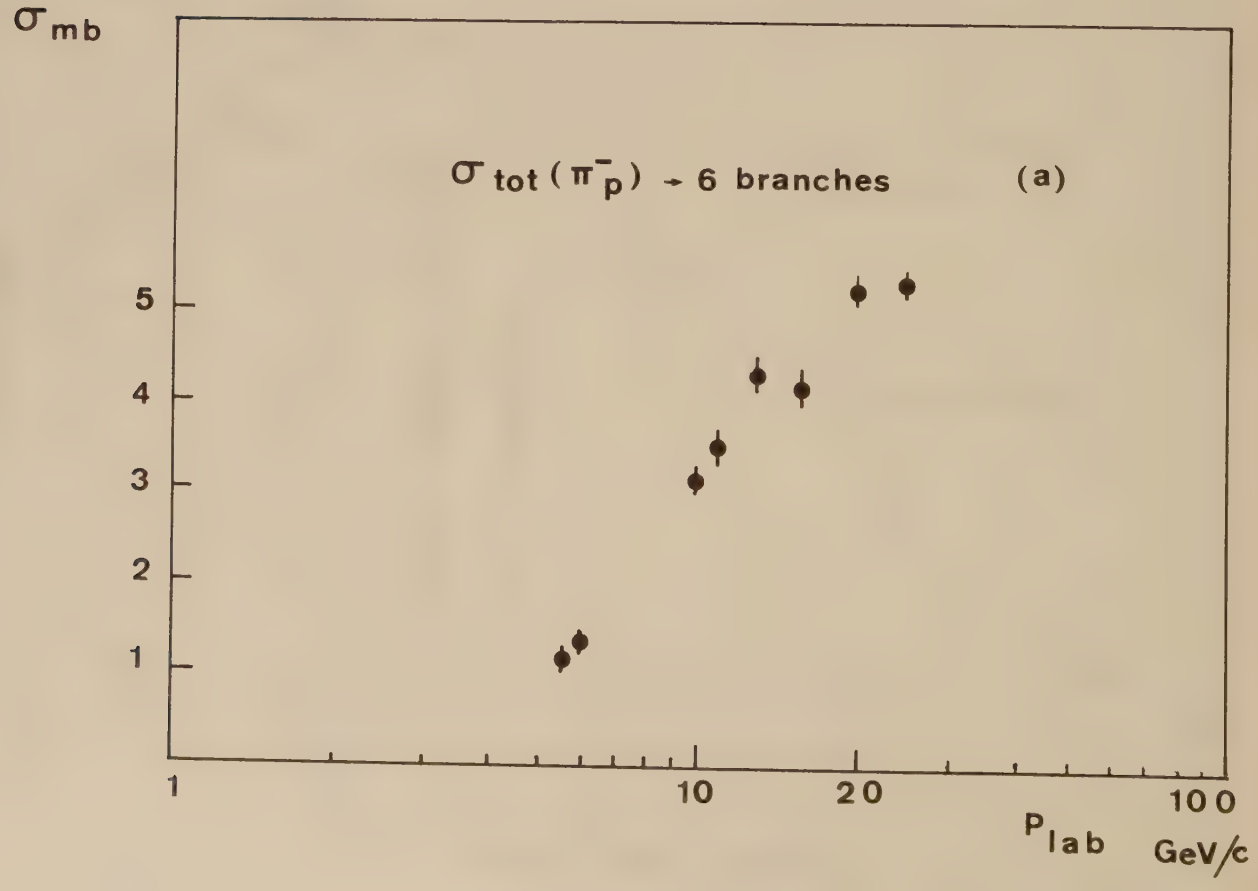

σ mb
σ tot (π⁻p) → 6 branches
(a)
5
4
3
2
1
1
10
20
100
P lab GeV/c

fig .7

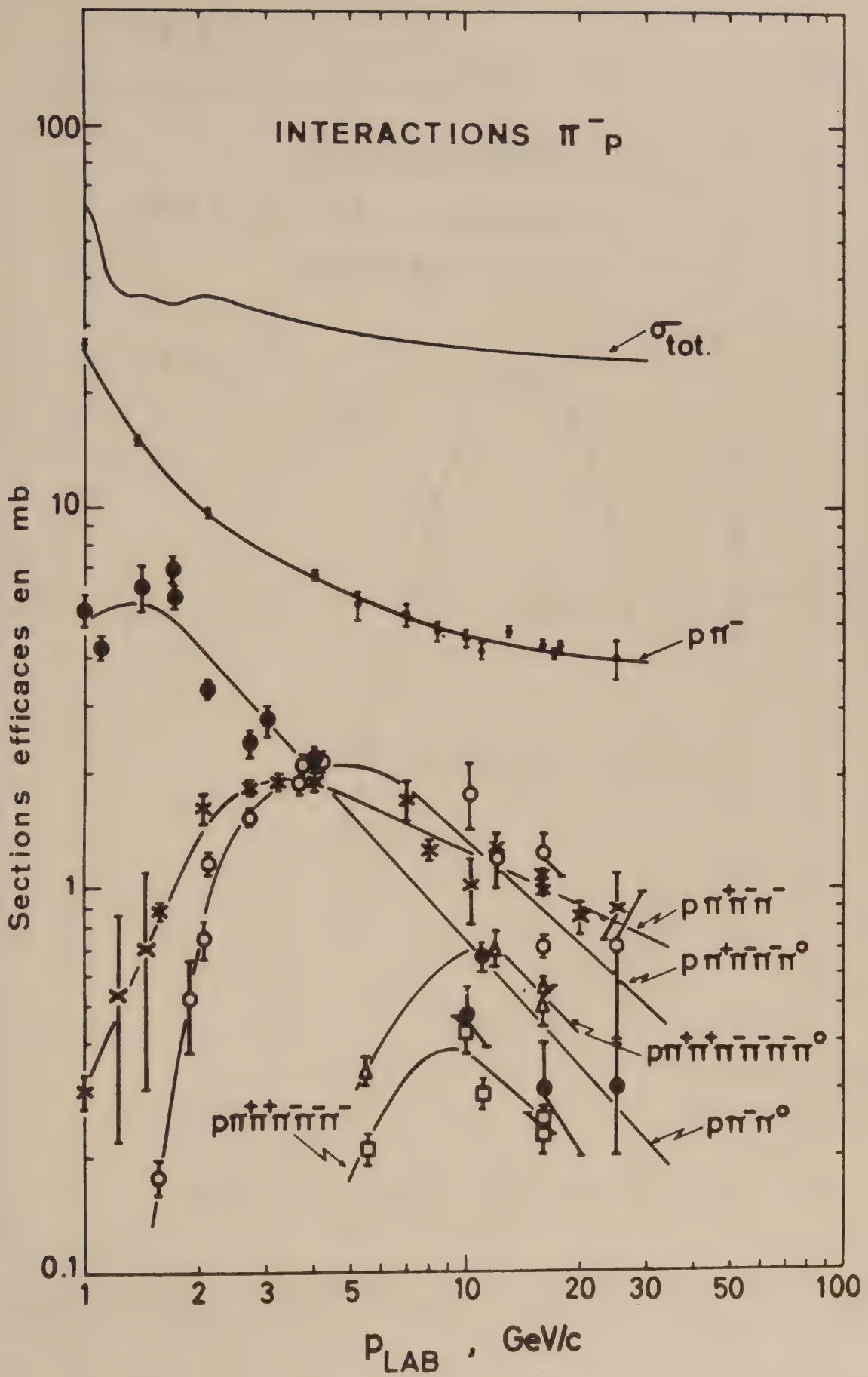

INTERACTIONS π⁻p
σtot.
pπ⁻
pπ⁺π⁻π⁻
pπ⁺π⁻π⁻π°
pπ⁺π⁺π⁻π⁻π⁻π°
pπ⁺π⁺π⁻π⁻π⁻
pπ⁻π°
Sections efficaces en mb
100
10
1
0.1
1
2
3
5
10
20
30
50
100
P LAB , GeV/c

fig . 8

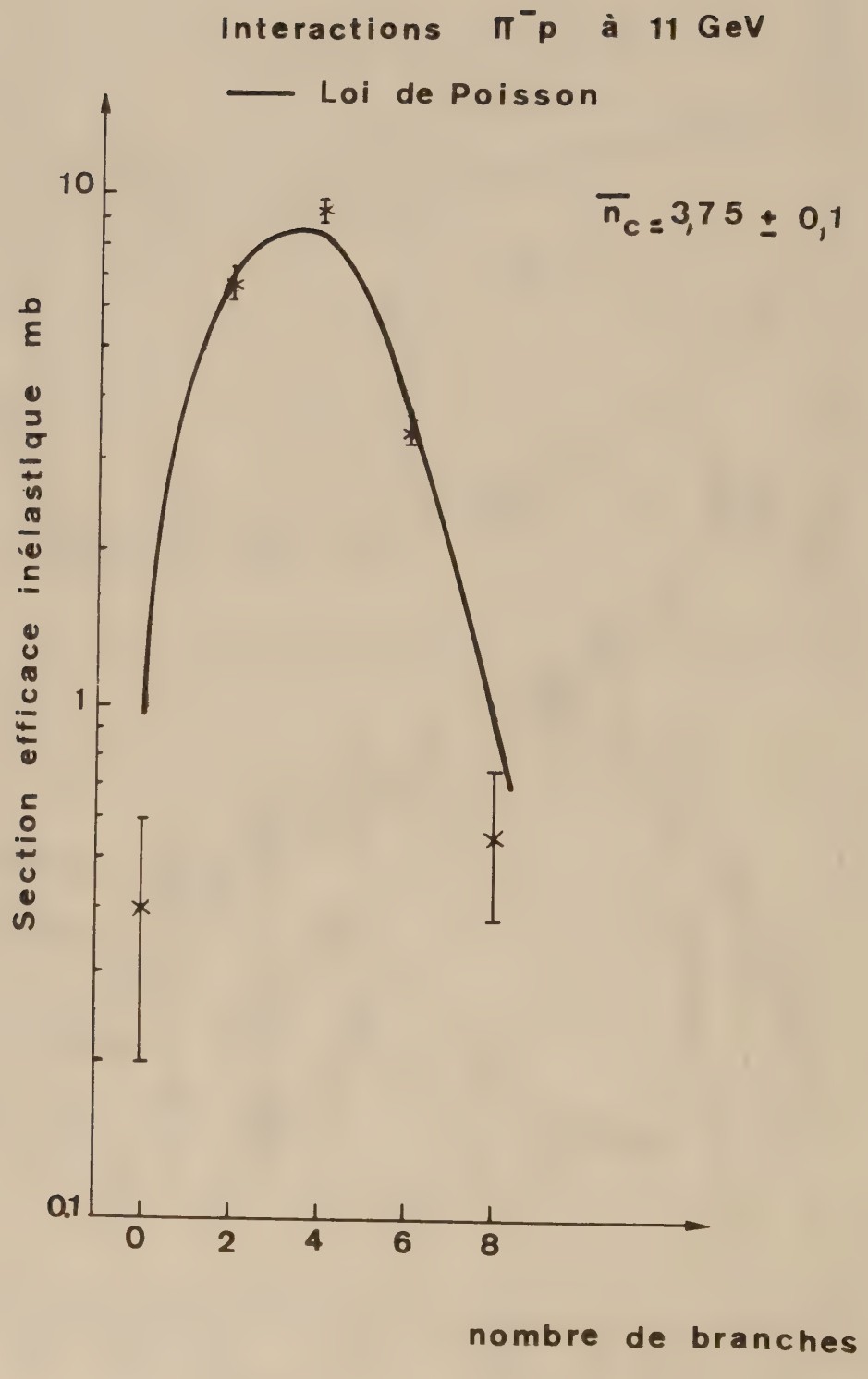

Interactions $\pi^- p$ à 11 GeV
Loi de Poisson
$\overline{n}_c = 3,75 \pm 0,1$
Section efficace inélastique mb
10
1
0,1
0
2
4
6
8
nombre de branches

fig.9

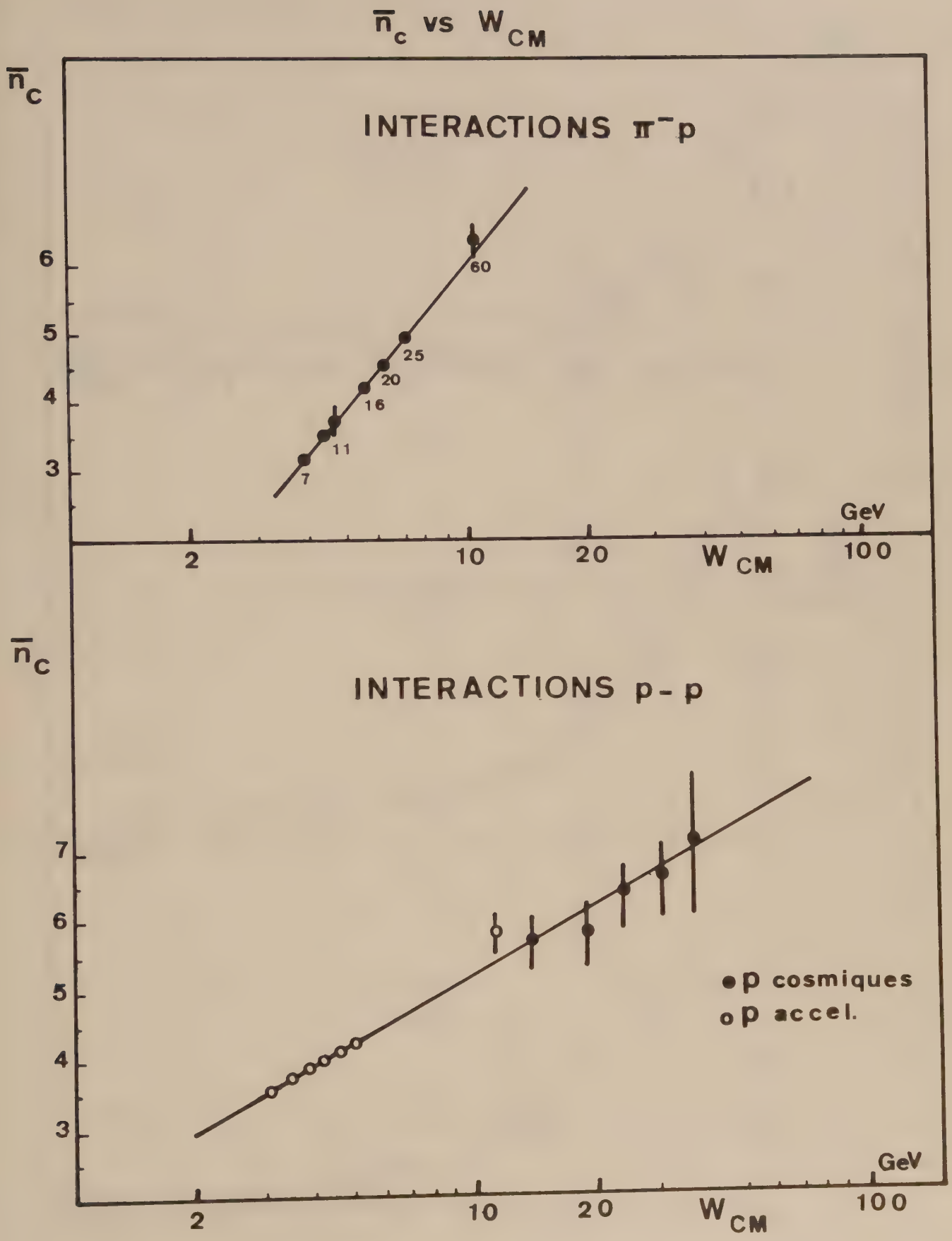
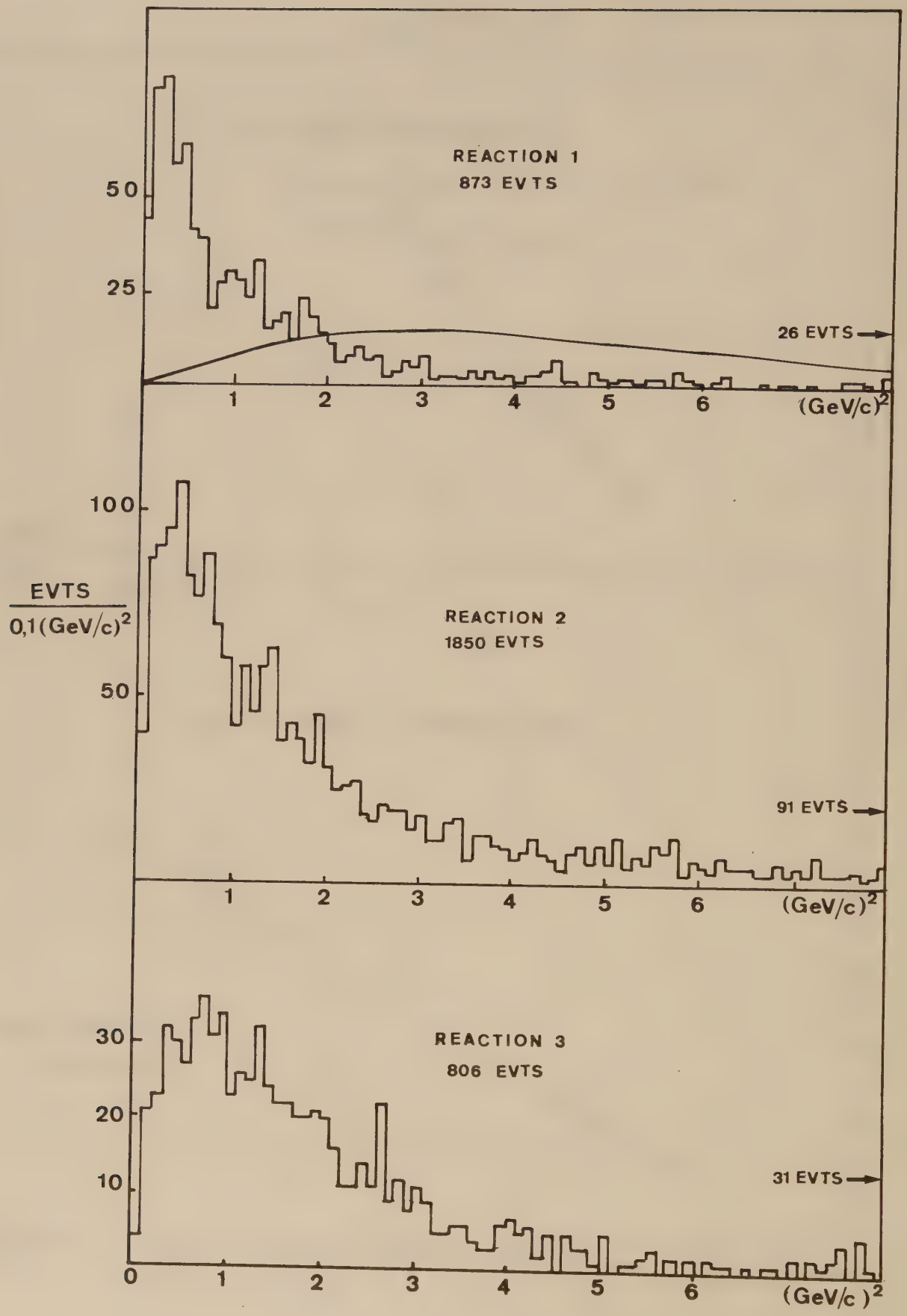
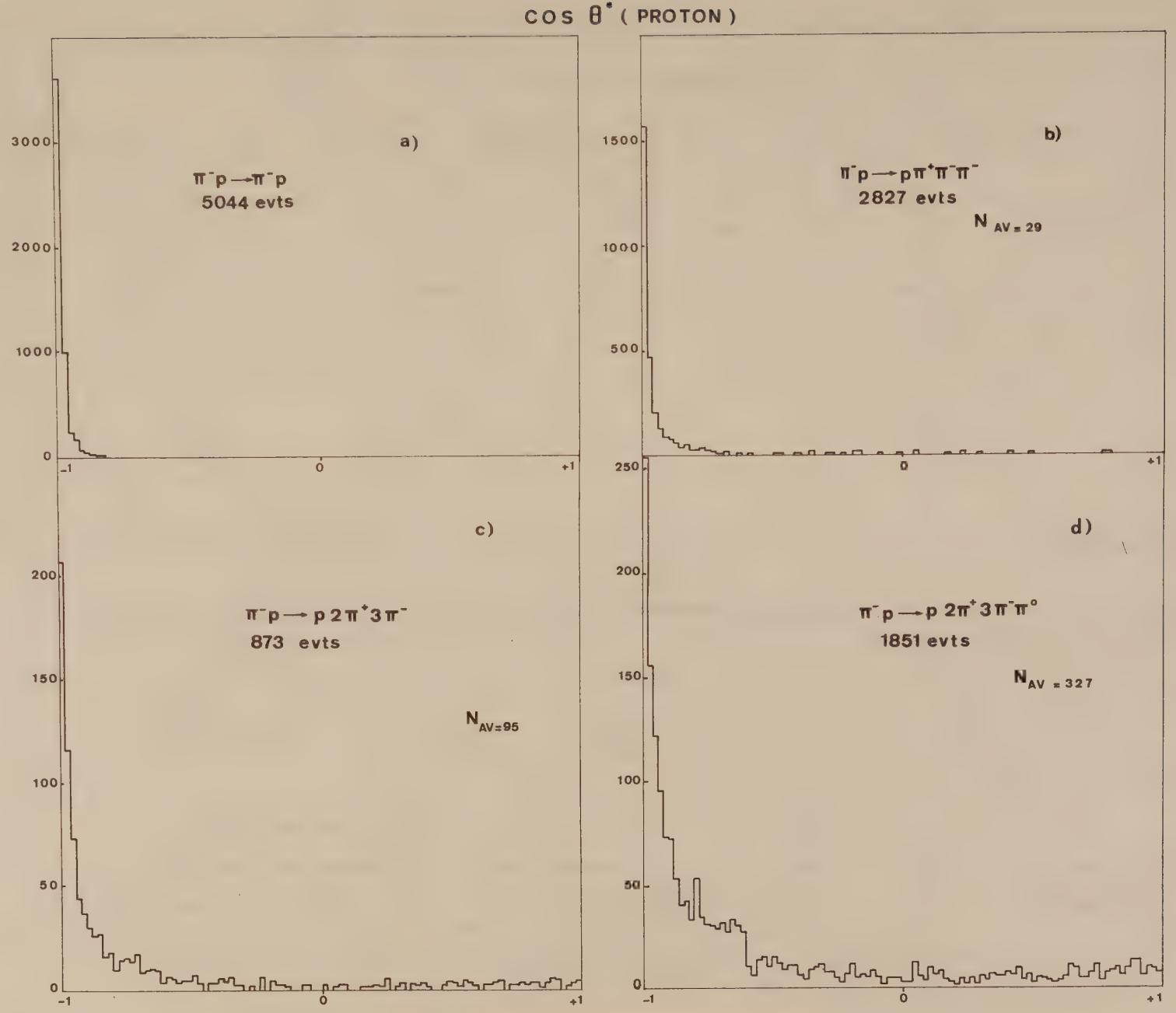

$\bar{n}_c$ vs W_{CM}
$\bar{n}_c$
INTERACTIONS $\pi^- p$
6
5
4
3
60
25
20
16
11
7
GeV
2
10
20
W_{CM}
100
$\bar{n}_c$
INTERACTIONS p - p
7
6
5
4
3
● p cosmiques
○ p accel.
GeV
2
10
20
W_{CM}
100

fig. 10


Δ^2 P/nucleon
REACTION 1
873 EVTS
50
25
26 EVTS
1
2
3
4
5
6
(GeV/c)^2
100
EVTS
0,1(GeV/c)^2
50
REACTION 2
1850 EVTS
91 EVTS
1
2
3
4
5
6
(GeV/c)^2
30
20
10
REACTION 3
806 EVTS
31 EVTS
0
1
2
3
4
5
6
(GeV/c)^2


COS θ* (PROTON)
a)
π⁻p → π⁻p
5044 evts
b)
π⁻p → pπ⁺π⁻π⁻
2827 evts
N AV = 29
c)
π⁻p → p 2π⁺3π⁻
873 evts
N AV=95
d)
π⁻p → p 2π⁺3π⁻π°
1851 evts
N AV = 327

fig·11

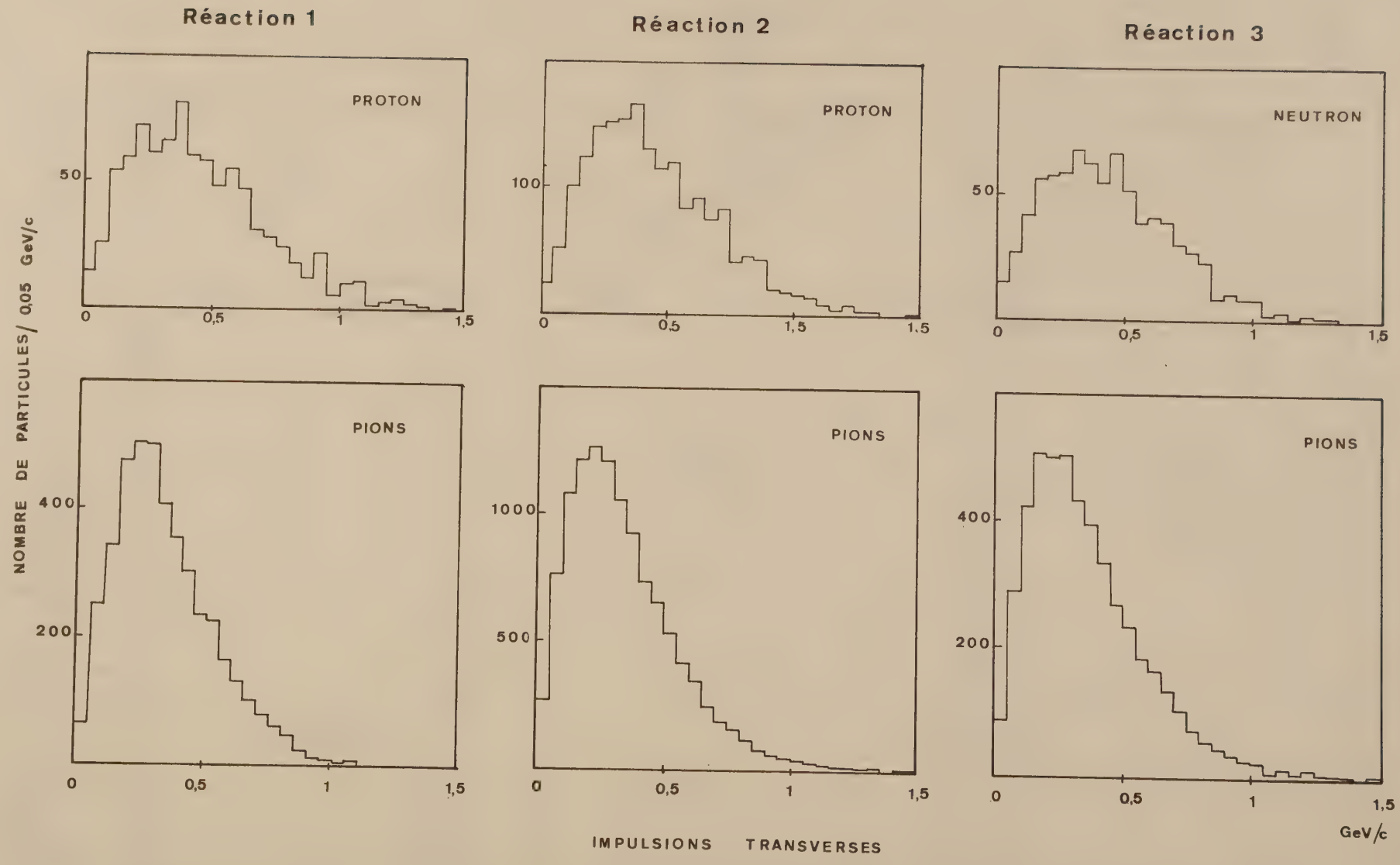

Réaction 1
Réaction 2
Réaction 3
PROTON
PROTON
NEUTRON
PIONS
PIONS
PIONS
NOMBRE DE PARTICULES/ 0,05 GeV/c
IMPULSIONS TRANSVERSES
GeV/c

fig.12

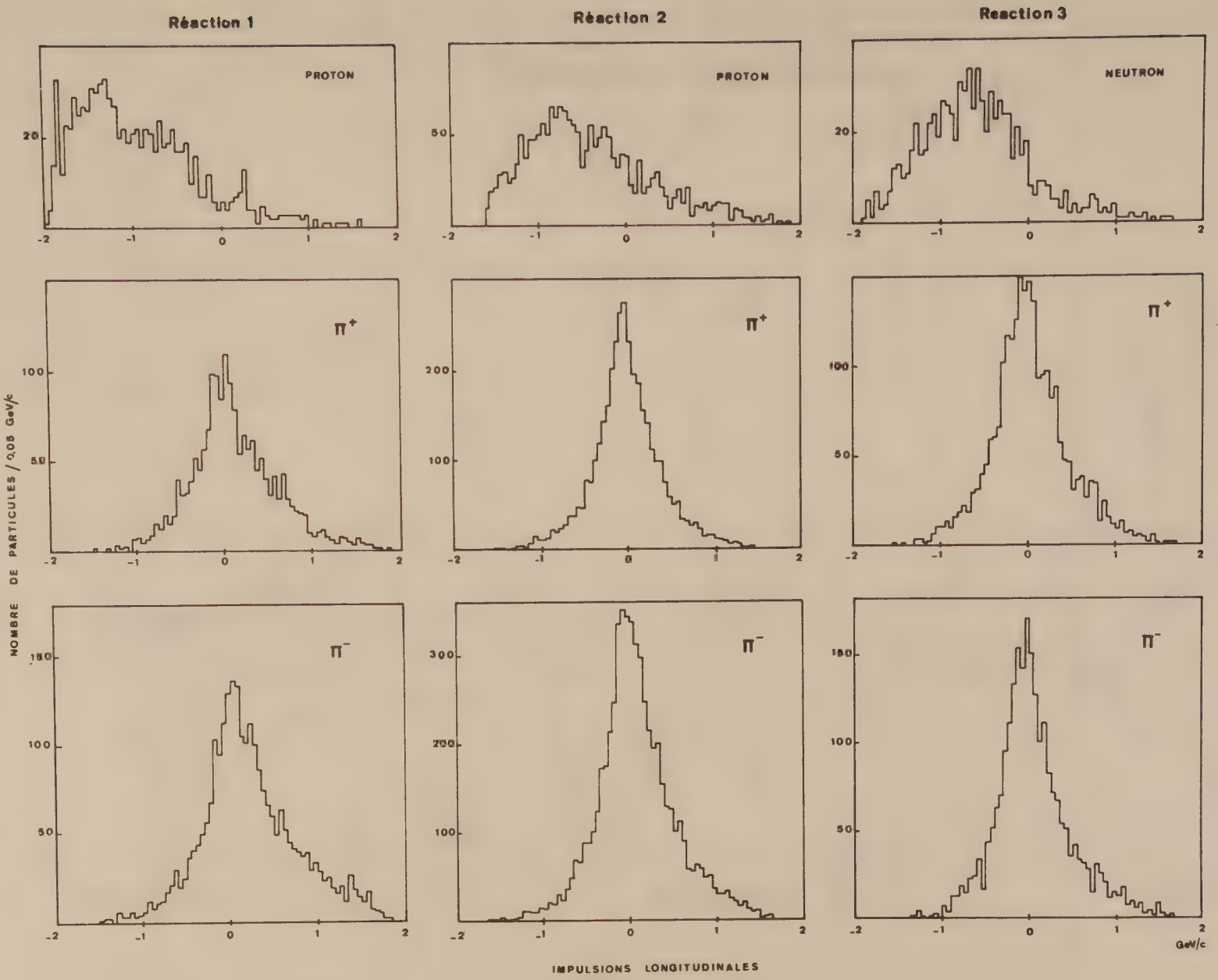

Réaction 1
Réaction 2
Réaction 3
PROTON
PROTON
NEUTRON
π+
π+
π+
π−
π−
π−
NOMBRE DE PARTICULES / 0,05 GeV/c
IMPULSIONS LONGITUDINALES
GeV/c

fig.13

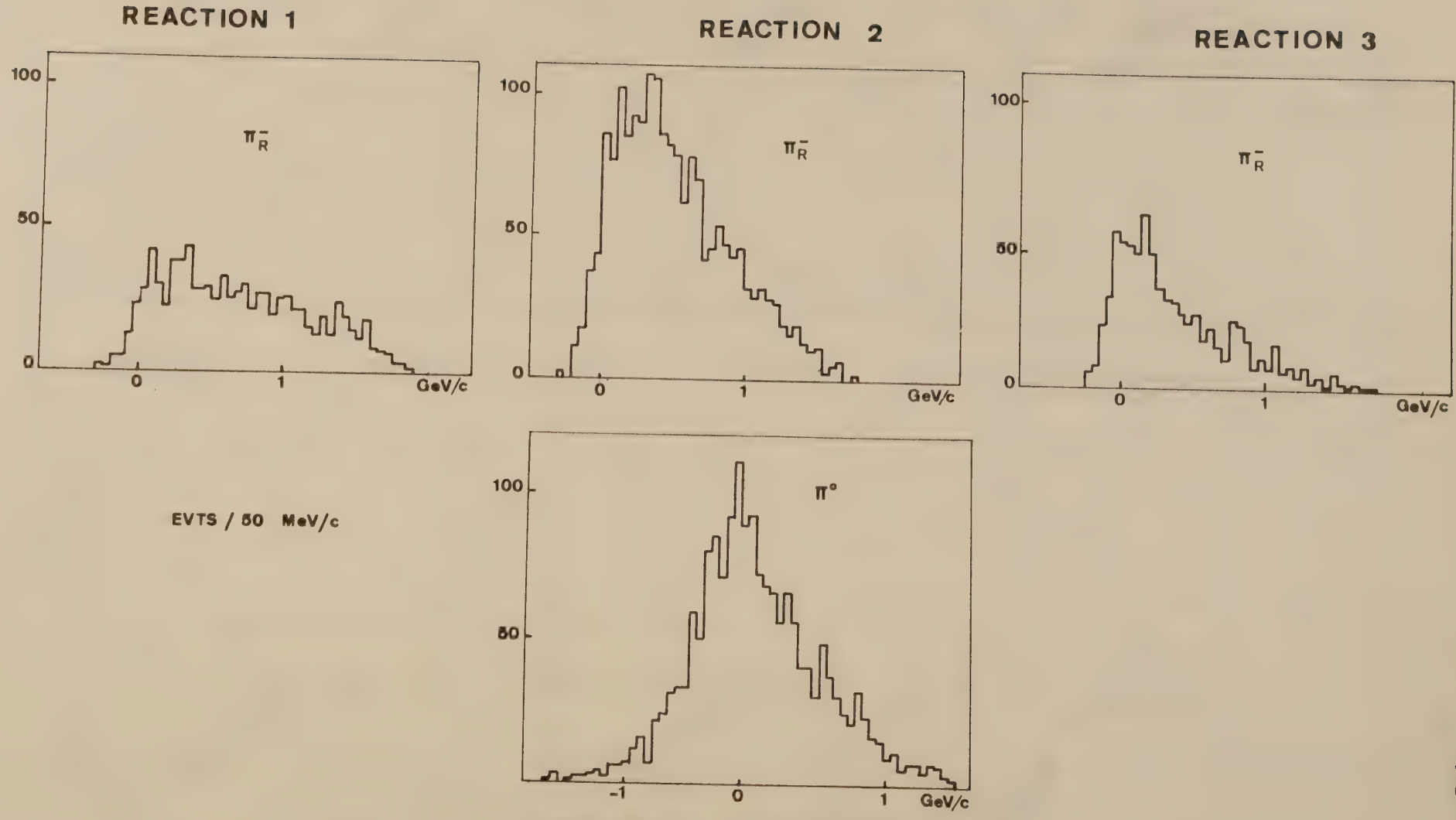

REACTION 1
REACTION 2
REACTION 3
100
50
0
π^-_R
0
1
GeV/c
EVTS / 50 MeV/c
π°
-1
IMPULSIONS LONGITUDINALES

fig. 14

fig.15

REACTION 1

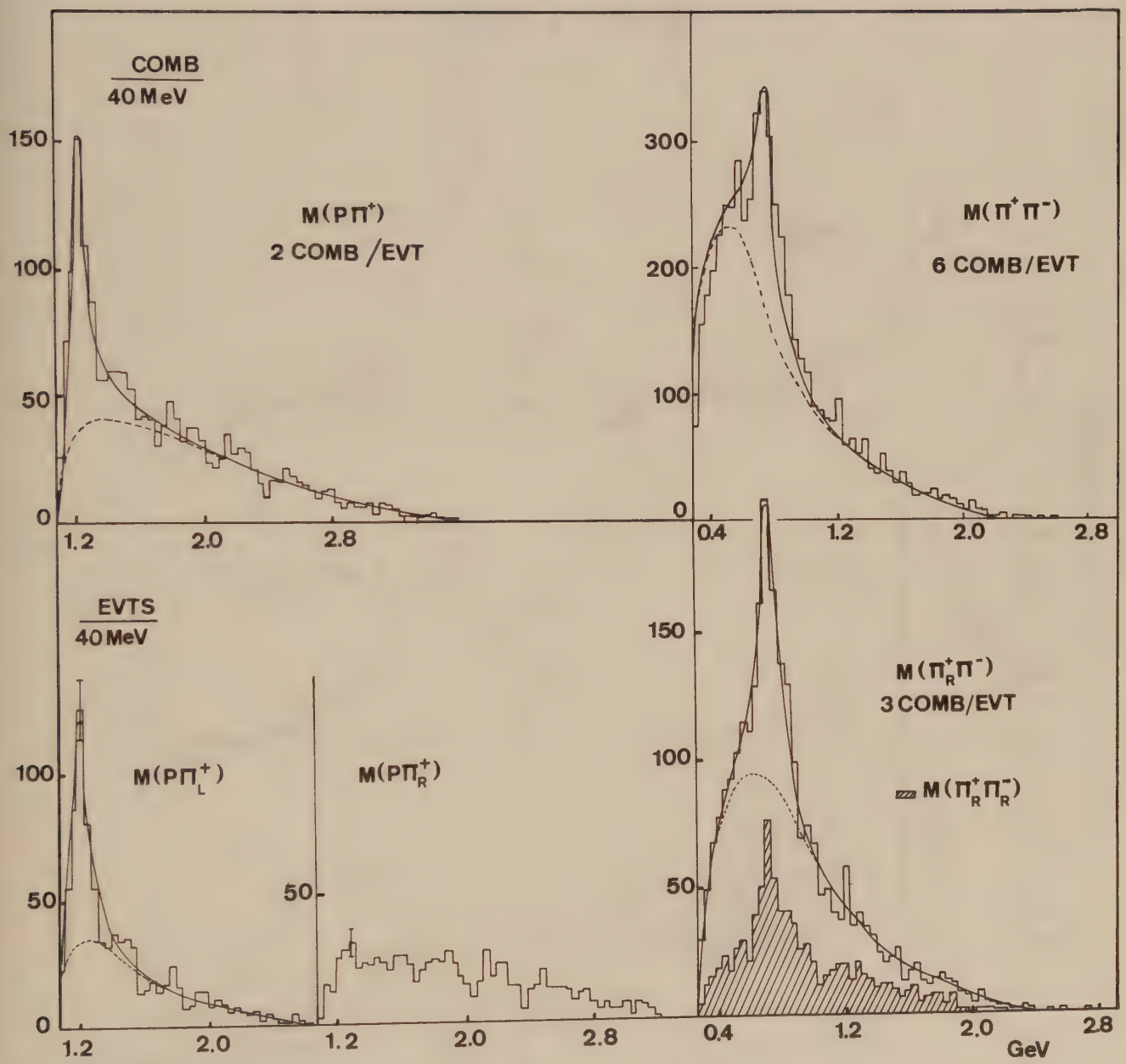
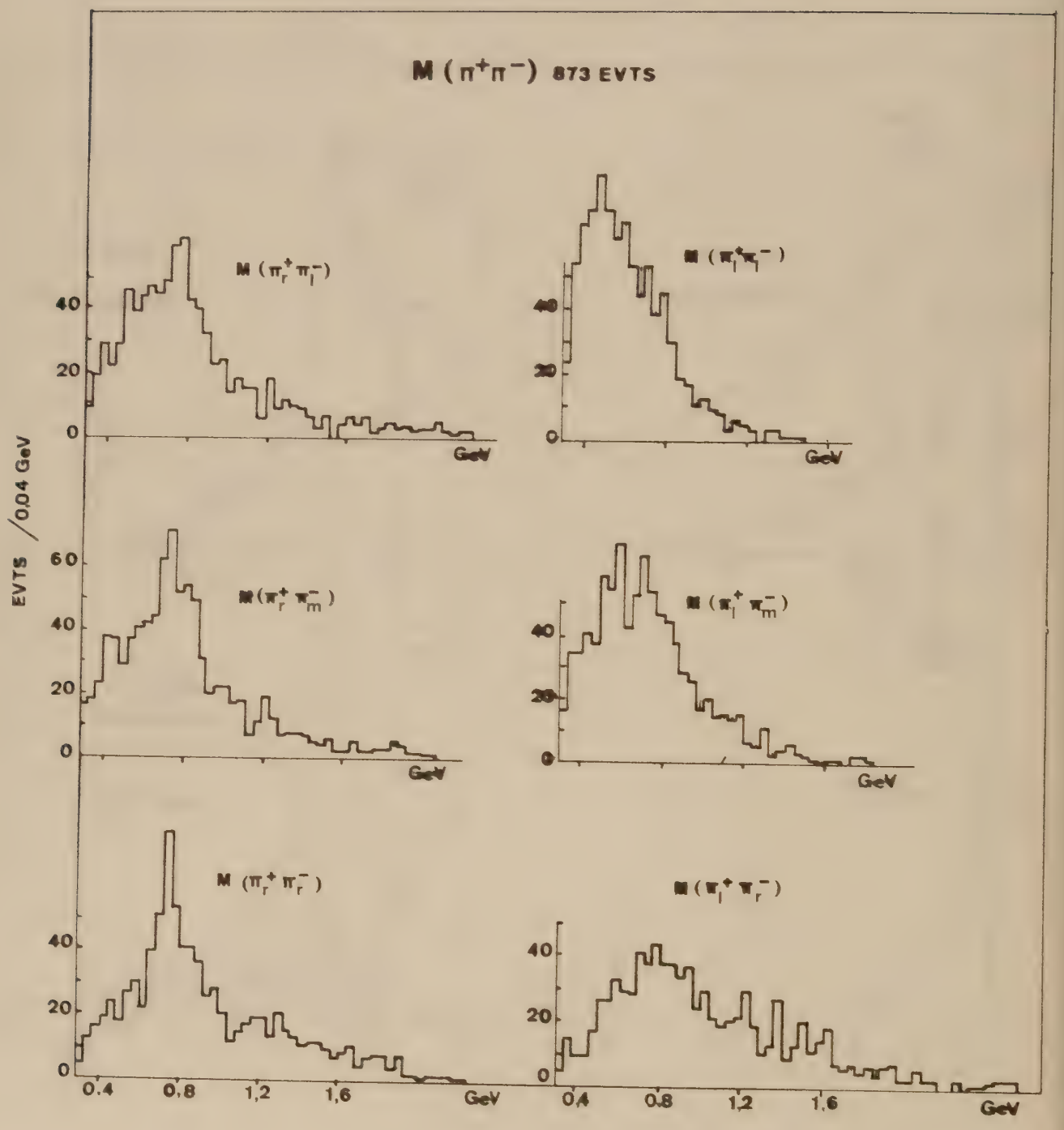
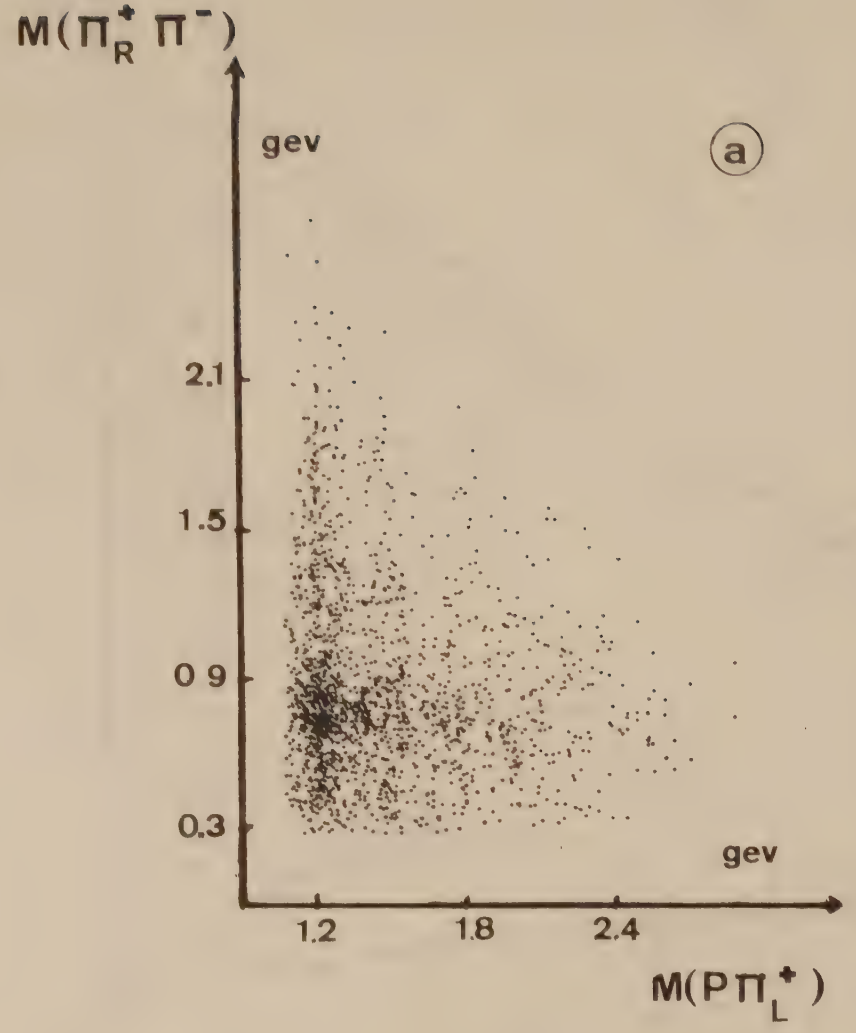


fig.16


M (π+π−) 873 EVTS
EVTS /0,04 GeV
M (πr+ πl−)
M (πl+ πr−)
M (πr+ πm−)
M (πl+ πm−)
M (πr+ πr−)
M (πl+ πr−)
GeV
0.4
0,8
1,2
1,6


M(Π⁺R Π⁻)
gev
a
2.1
1.5
0.9
0.3
gev
1.2
1.8
2.4
M(PΠ⁺L)

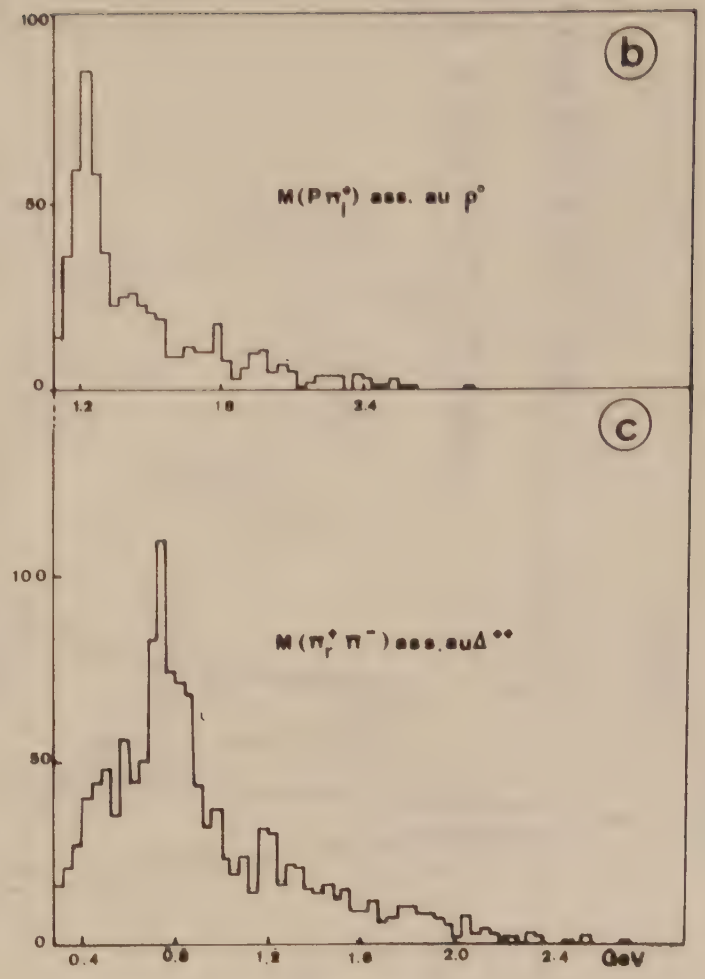

b
M(Pπ°) ass. au ρ°
100
50
0
1.2
1.8
2.4
c
M(π⁺ π⁻) ass. au Δ⁰⁰
100
50
0
0.4
0.8
1.2
1.6
2.0
2.4
Gev

fig. 17

REACTION 1

fig · 18

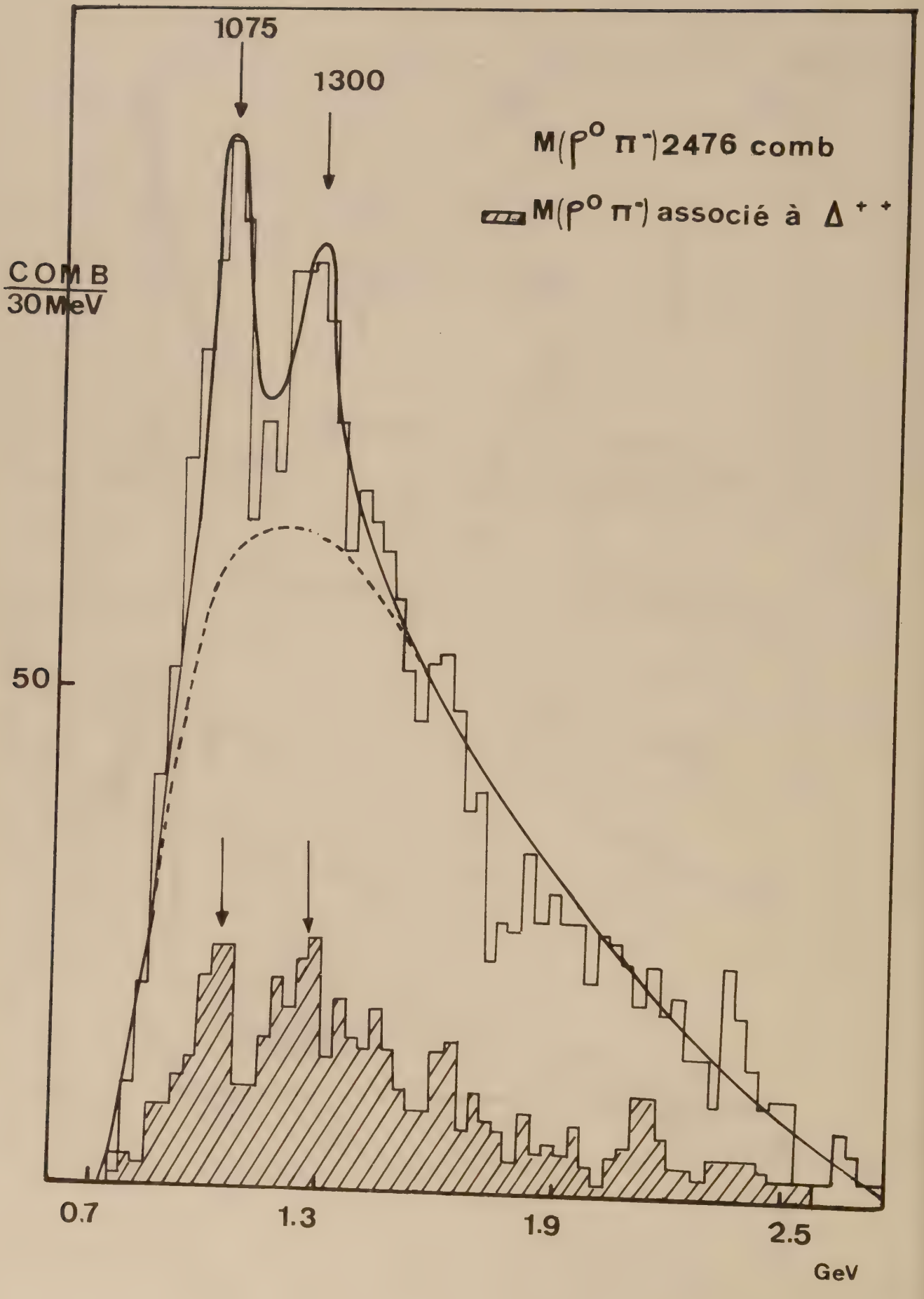
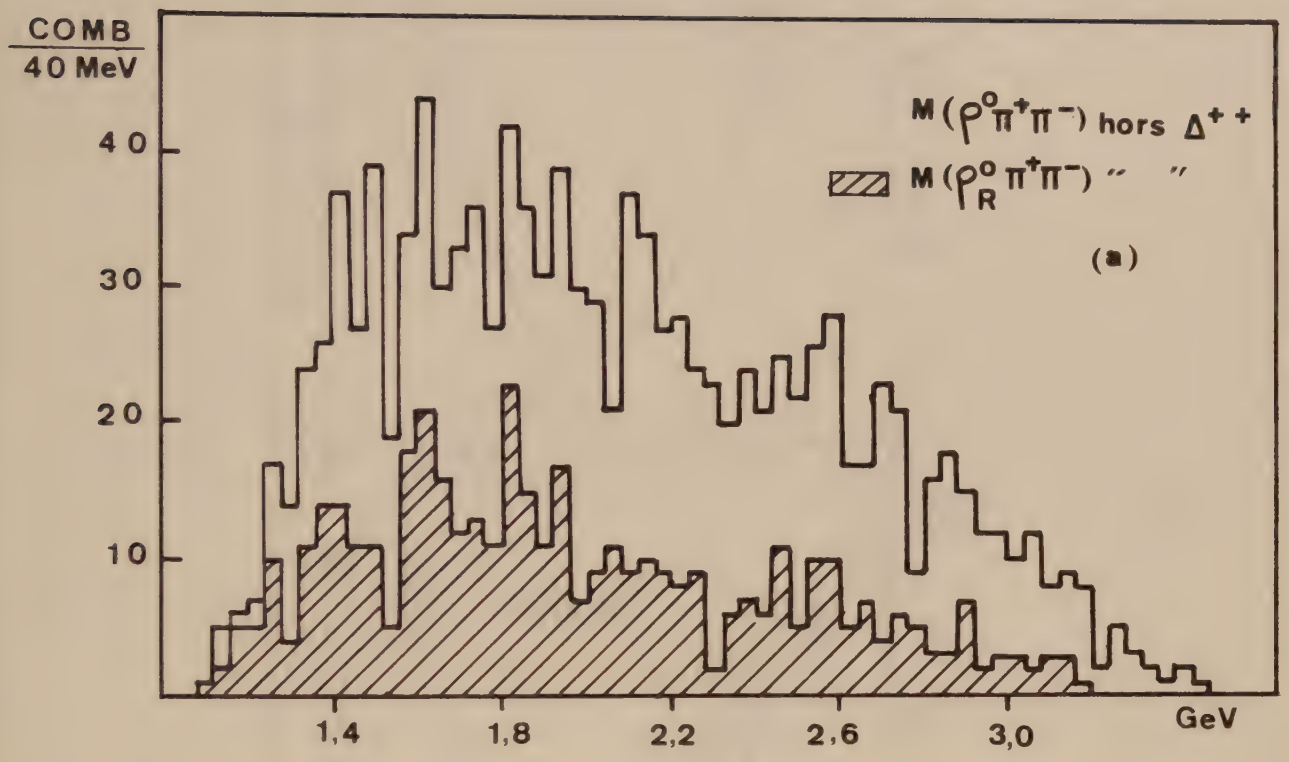


fig.19


COMB
40 MeV
40
30
20
10
M ($\rho^0\pi^+\pi^-$) hors Δ^{++}
M ($\rho^0_R\pi^+\pi^-$) " "
(a)
1,4
1,8
2,2
2,6
3,0
GeV

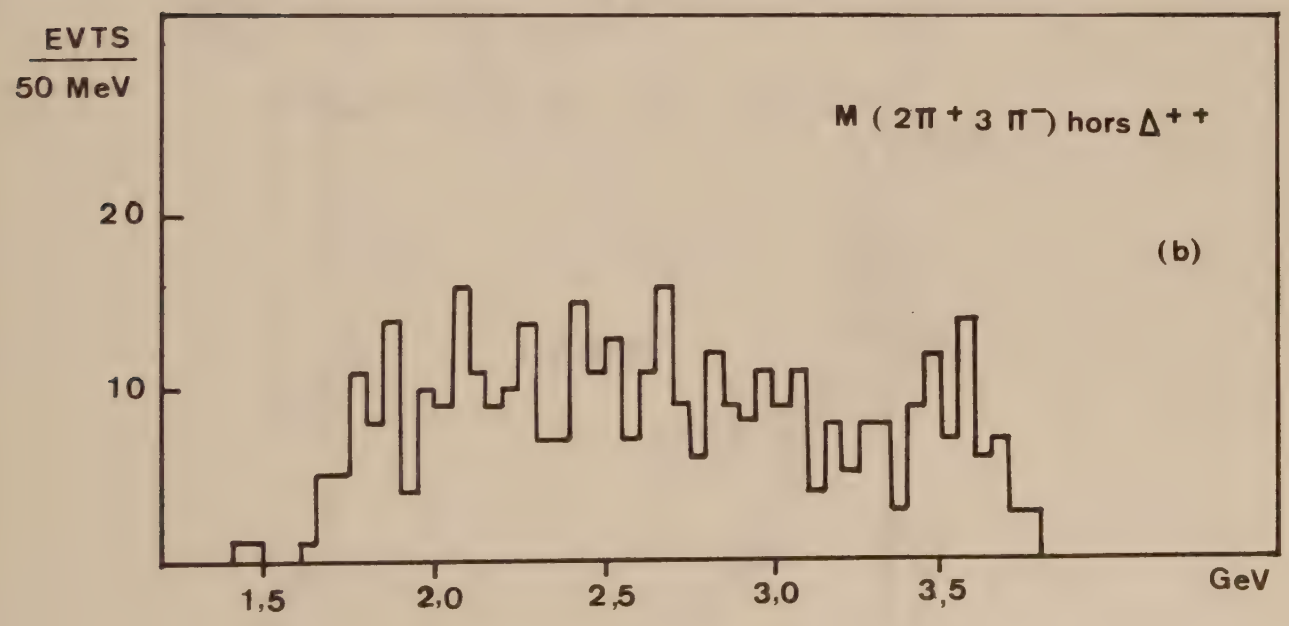

EVTS
50 MeV
20
10
M ($2\pi^+ 3\pi^-$) hors Δ^{++}
(b)
1,5
2,0
2,5
3,0
3,5
GeV

fig . 20

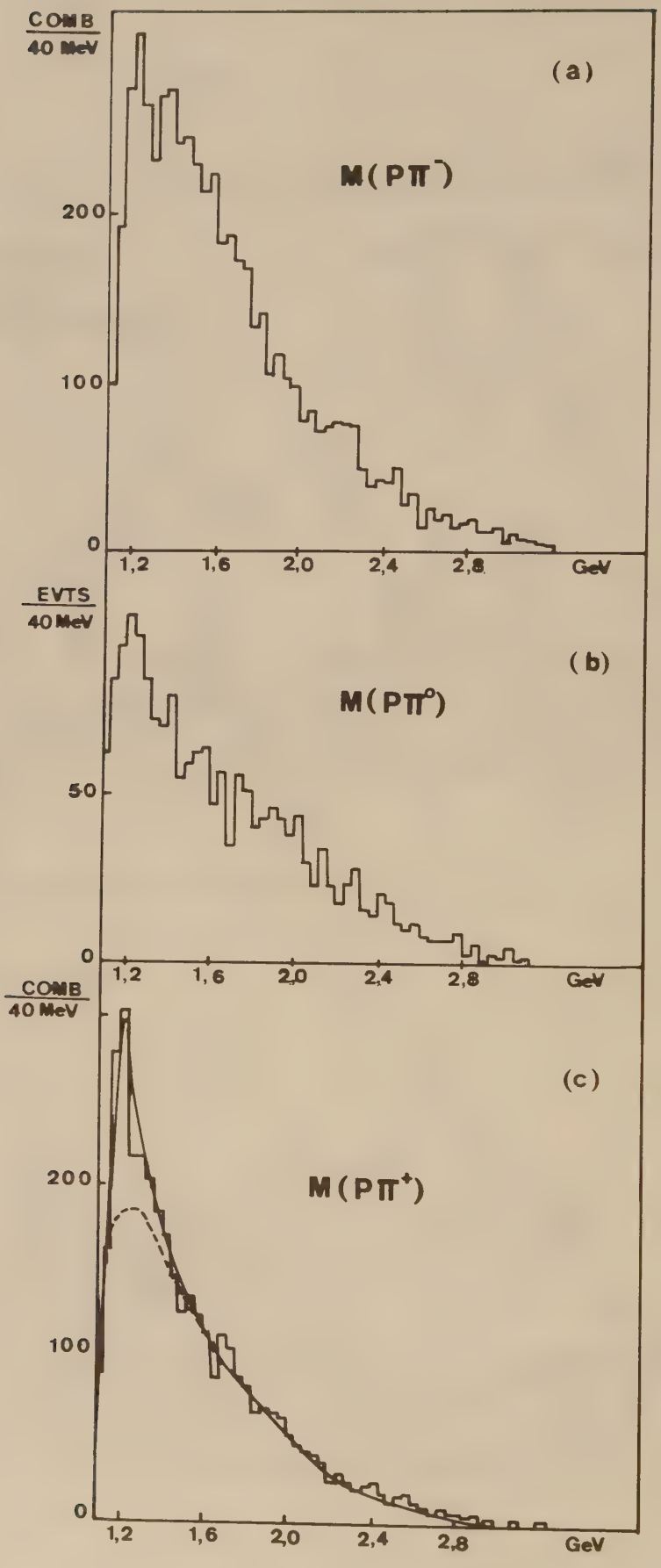

COMB
40 MeV
(a)
M(Pπ⁻)
200
100
0
1,2
1,6
2,0
2,4
2,8
GeV
EVTS
40 MeV
(b)
M(Pπ°)
50
0
1,2
1,6
2,0
2,4
2,8
GeV
COMB
40 MeV
(c)
M(Pπ⁺)
200
100
0
1,2
1,6
2,0
2,4
2,8
GeV

fig. 21

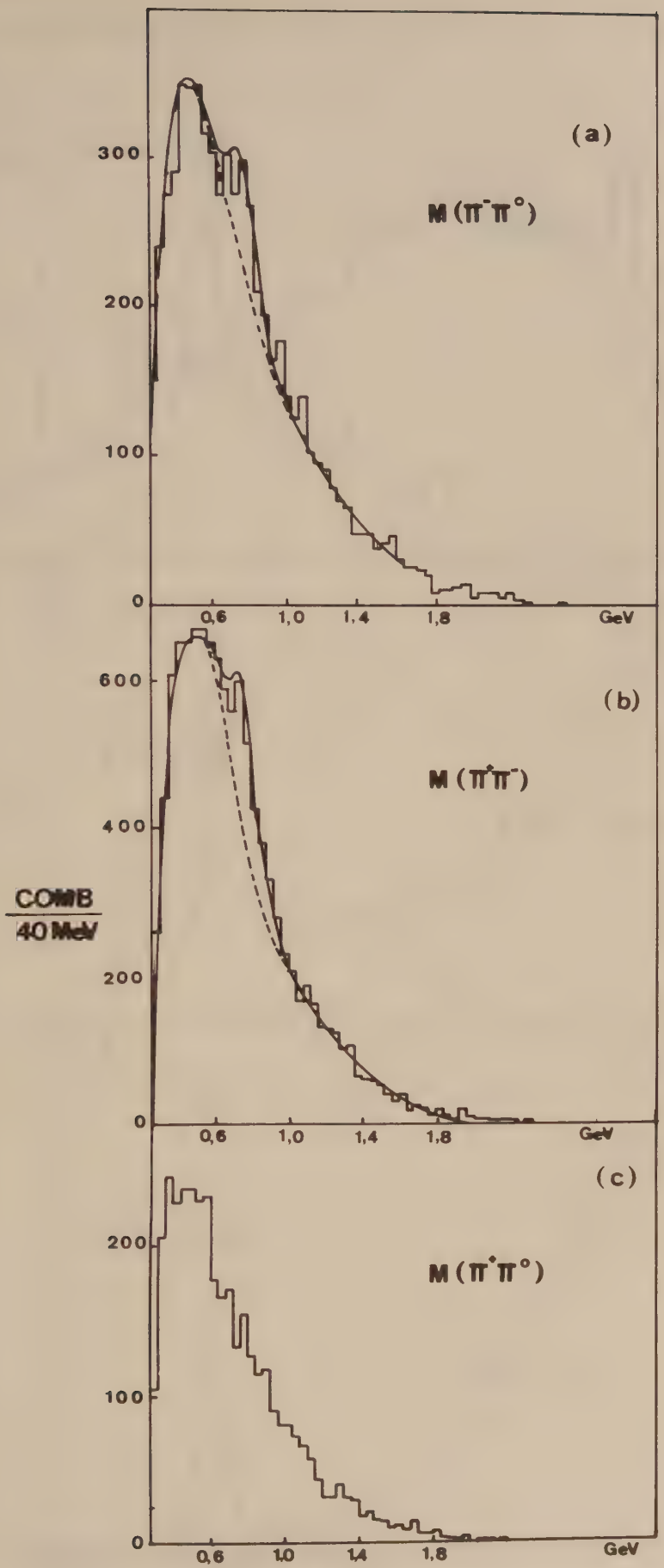

(a)
M (π⁻π°)
300
200
100
0
0,6
1,0
1,4
1,8
GeV
(b)
M (π⁺π⁻)
600
400
200
0
COMB
40 MeV
(c)
M (π⁺π°)
200
100
0

fig. 22

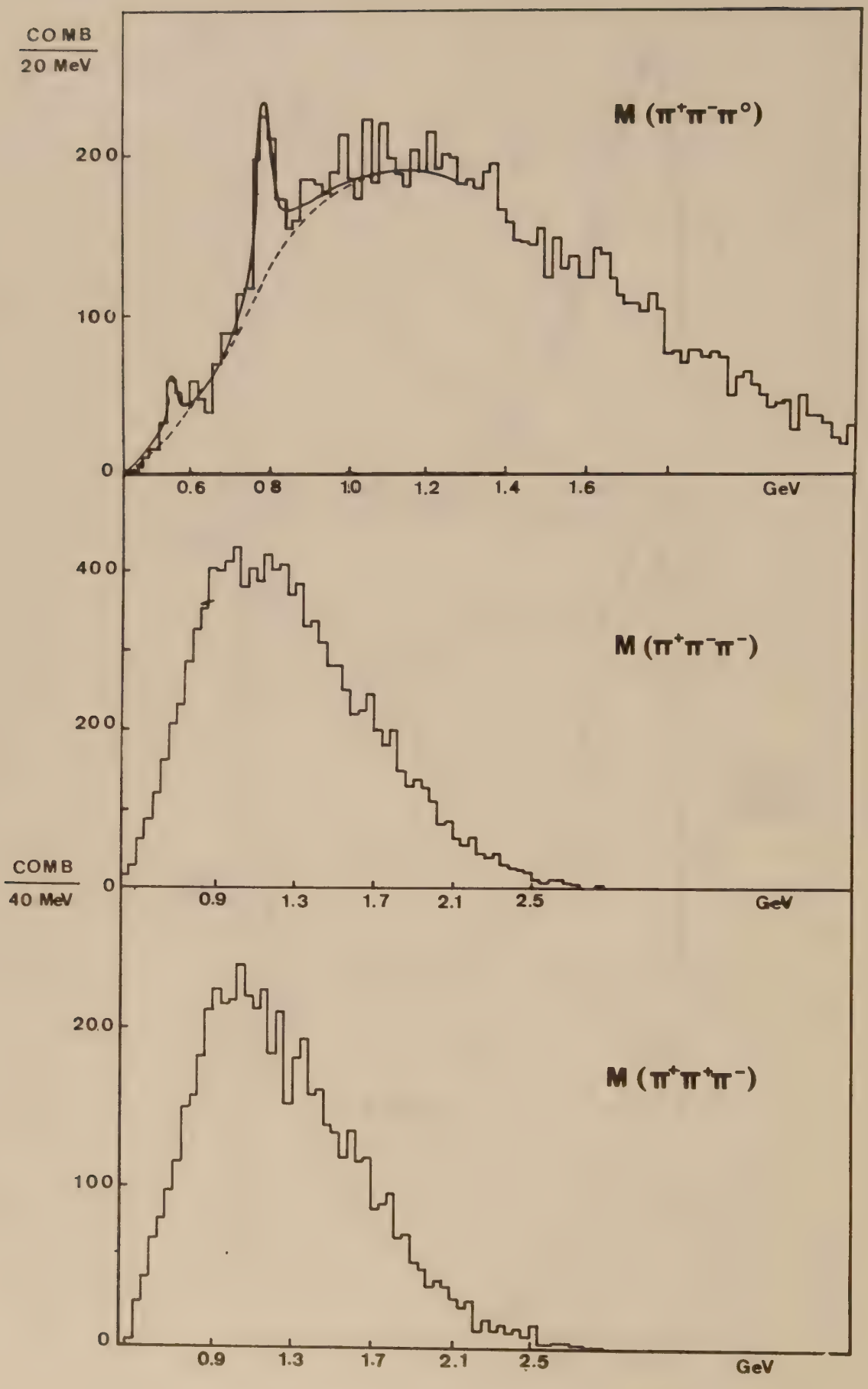
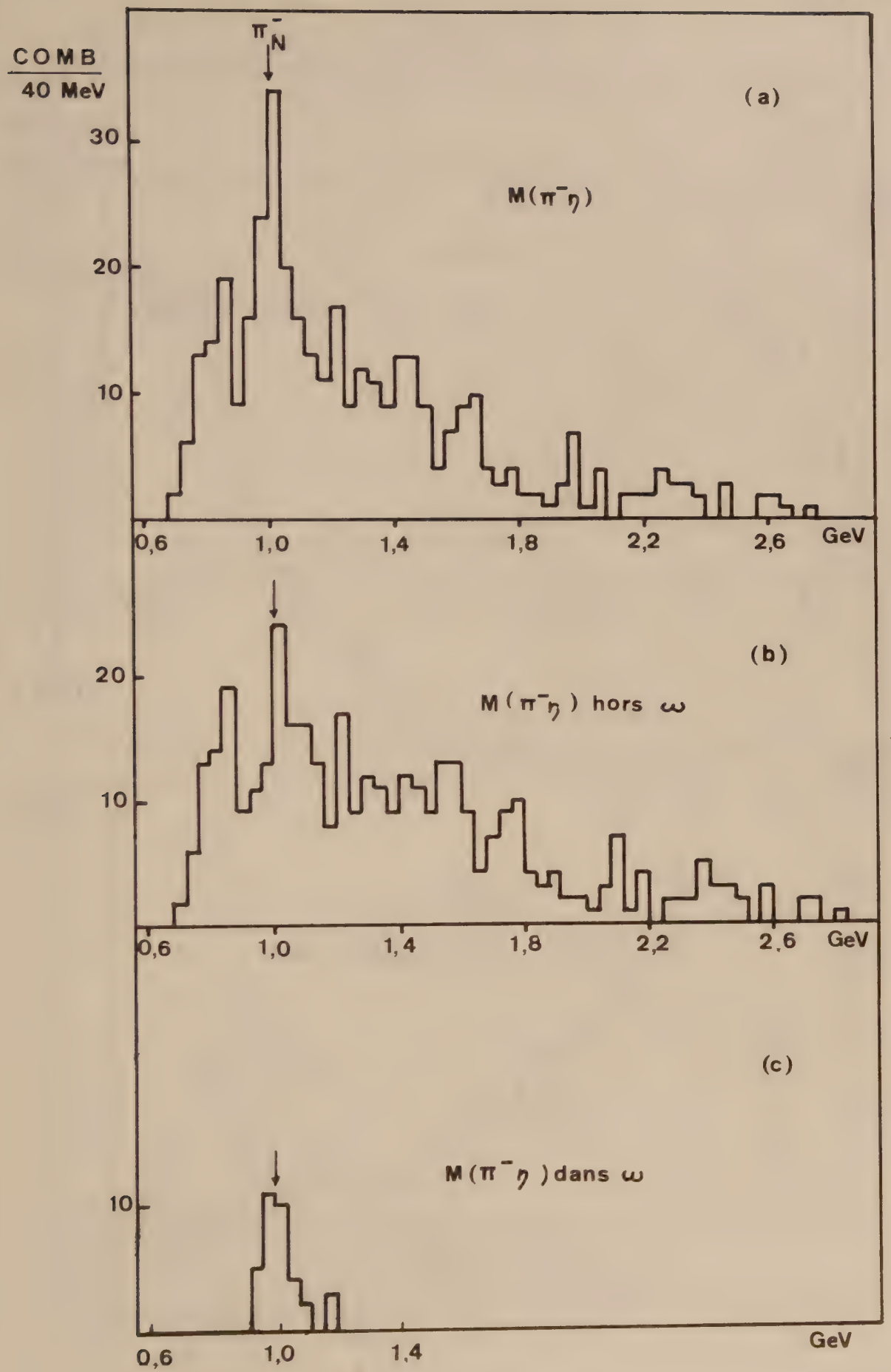
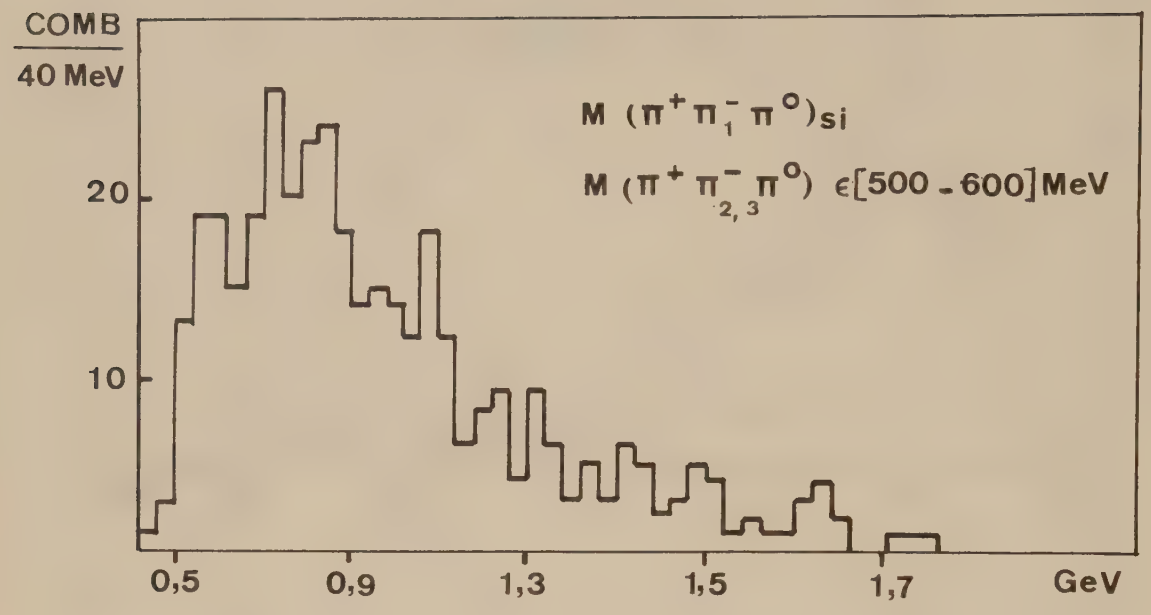

COMB
20 MeV
M (π⁺π⁻π°)
200
100
0
0.6
0.8
1.0
1.2
1.4
1.6
GeV
400
200
0
COMB
40 MeV
M (π⁺π⁻π⁻)
0.9
1.3
1.7
2.1
2.5
GeV
200
100
0
M (π⁺π⁺π⁻)
0.9
1.3
1.7
2.1
2.5
GeV

fig. 23


COMB
40 MeV
π^-N
(a)
$M(\pi^-\eta)$
30
20
10
0,6
1,0
1,4
1,8
2,2
2,6
GeV
(b)
$M(\pi^-\eta)$ hors ω
20
10
0,6
1,0
1,4
1,8
2,2
2,6
GeV
(c)
$M(\pi^-\eta)$ dans ω
10
0,6
1,0
1,4
GeV

fig·24


COMB
40 MeV
20
10
M (π⁺ π⁻₁ π°)si
M (π⁺ π⁻₂,₃ π°) ϵ[500 - 600]MeV
0,5
0,9
1,3
1,5
1,7
GeV

fig·25

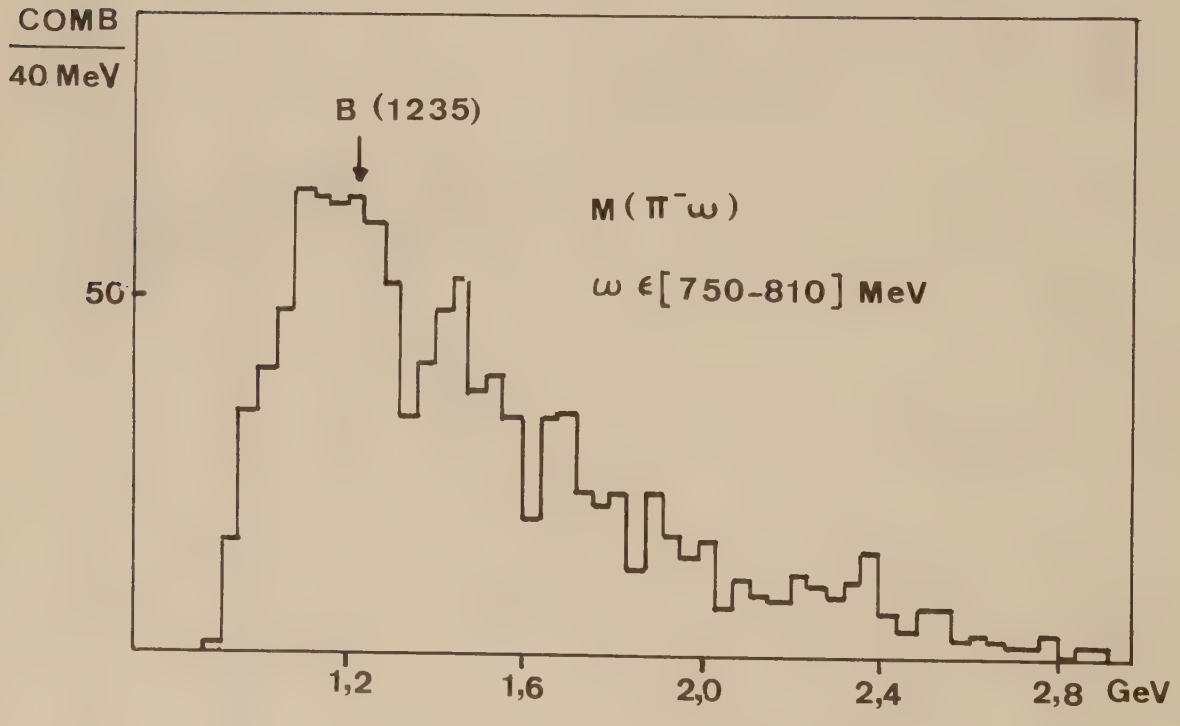
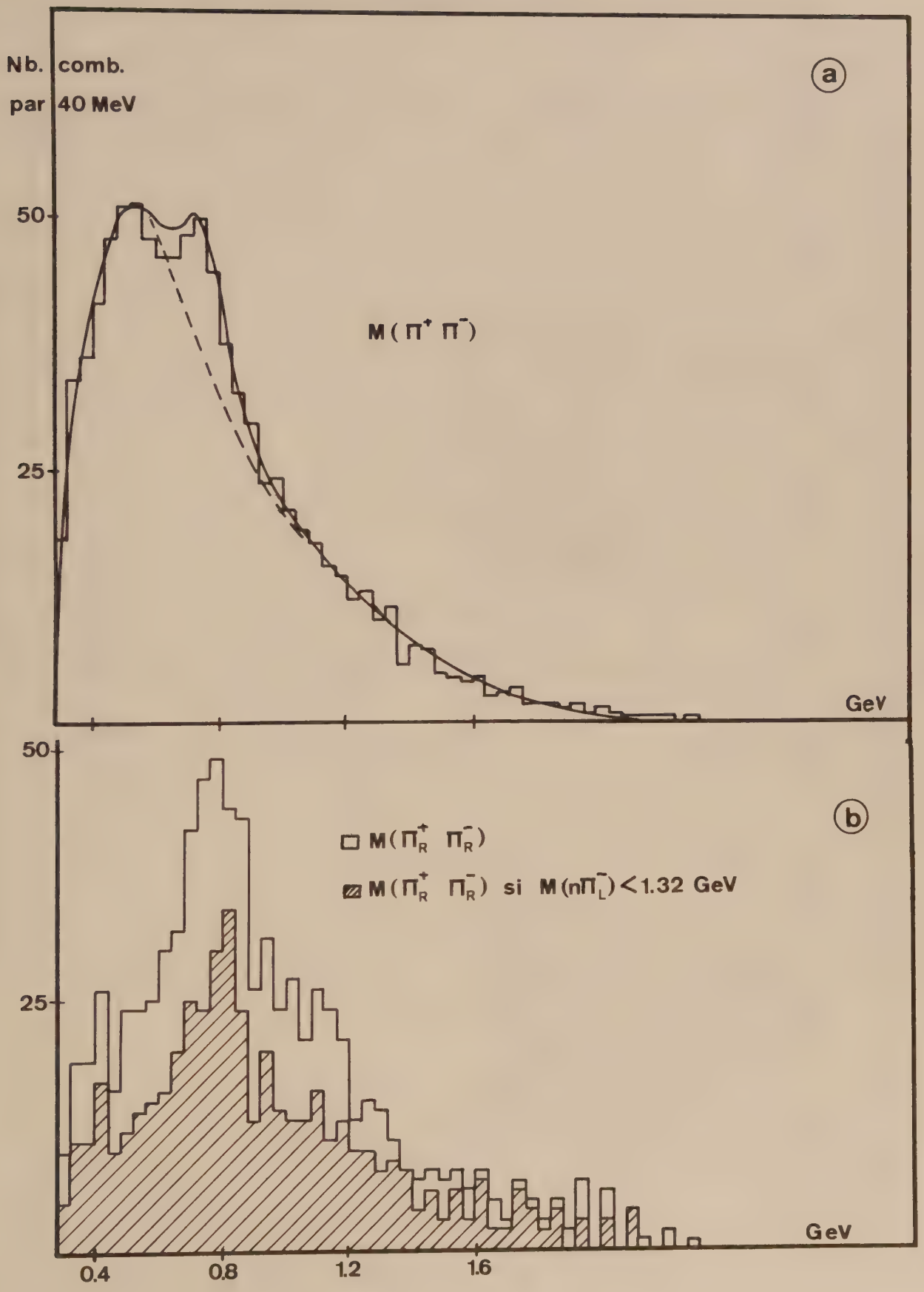

COMB
40 MeV
B (1235)
50
M(π⁻ω)
ω ϵ[750-810] MeV
1,2
1,6
2,0
2,4
2,8 GeV

fig · 26

Réaction 3



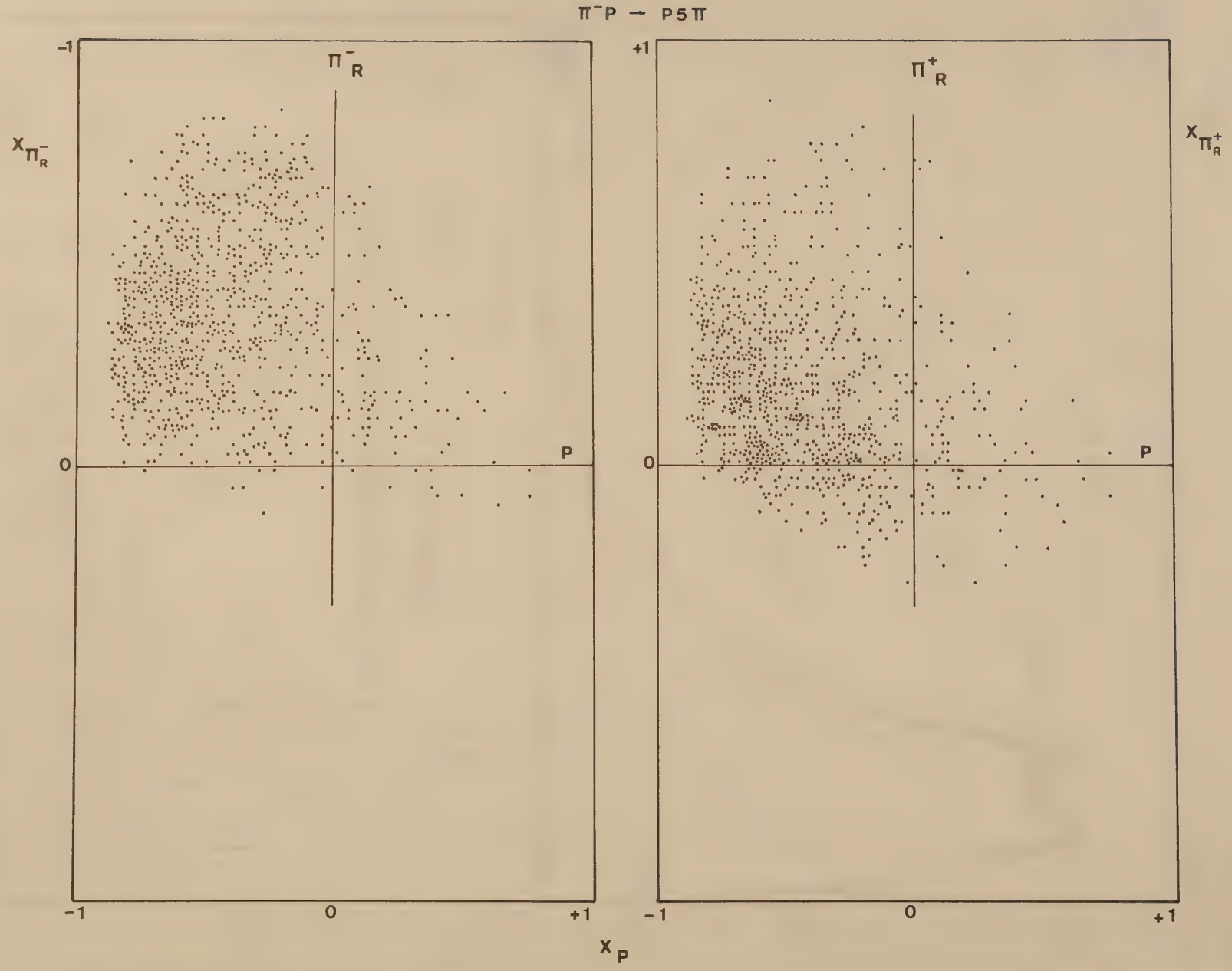


fig. 27

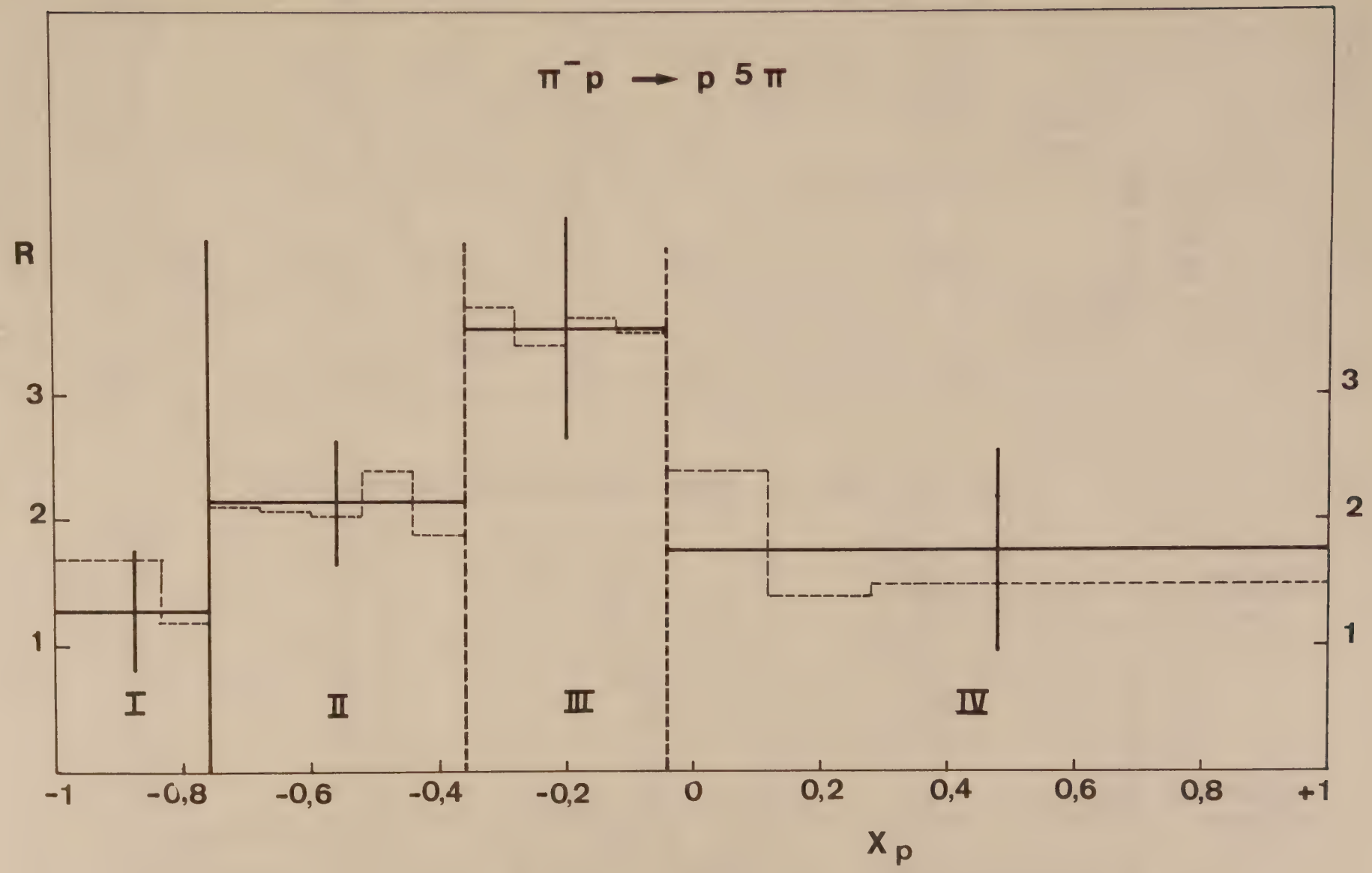
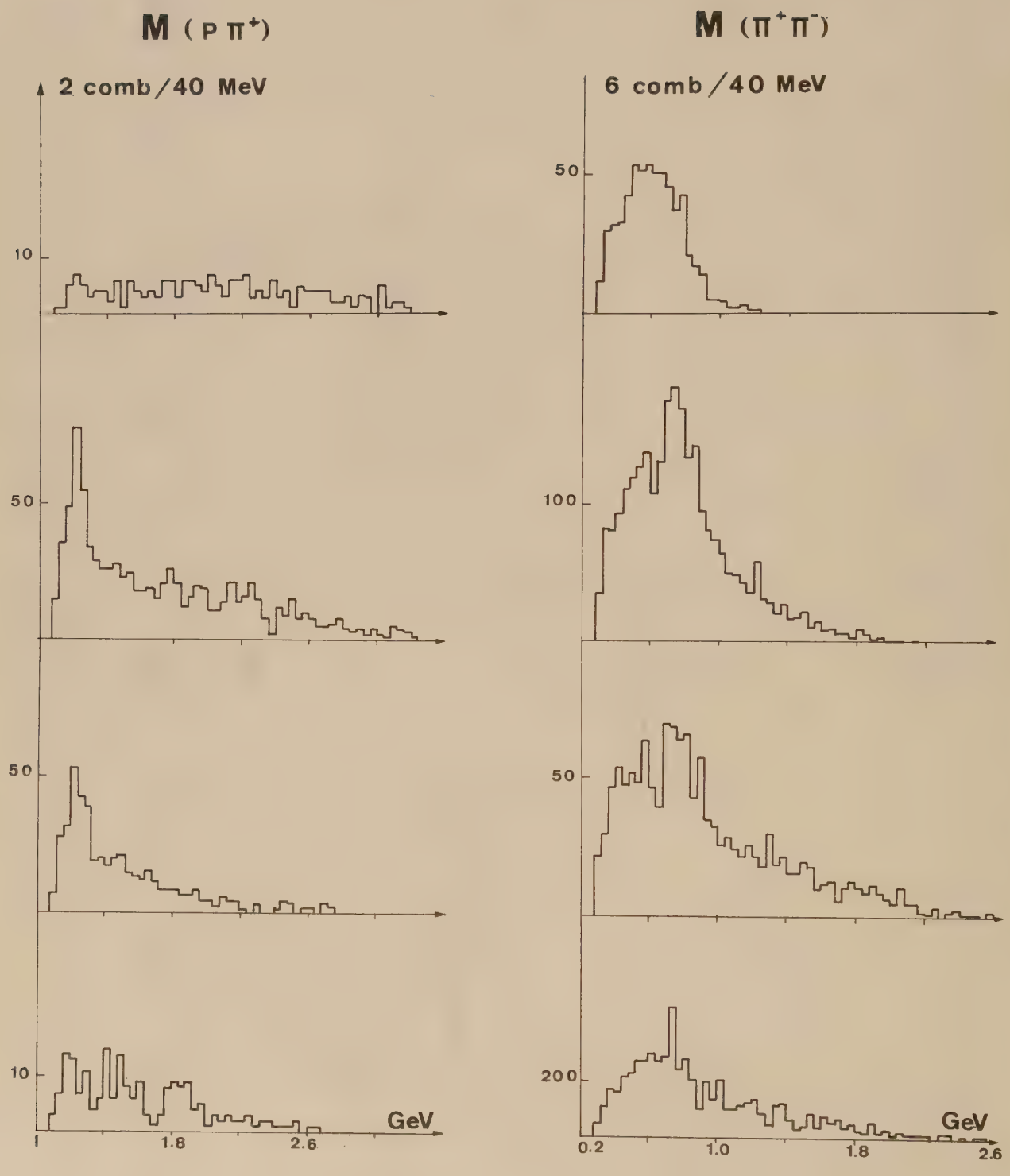


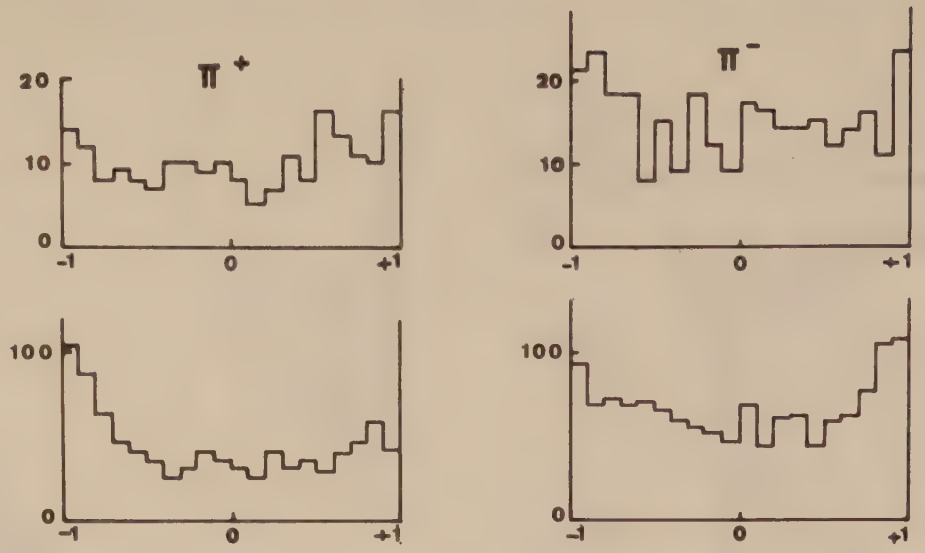
fig. 28

fig. 29


M (p π+)
2 comb/40 MeV
10
50
50
10
GeV
1
1.8
2.6
M (π+π-)
6 comb/40 MeV
50
100
50
200
GeV
0.2
1.0
1.8
2.6

DISTRIBUTIONS ANGULAIRES DANS LE S.C.M. DU (5 π)

a)

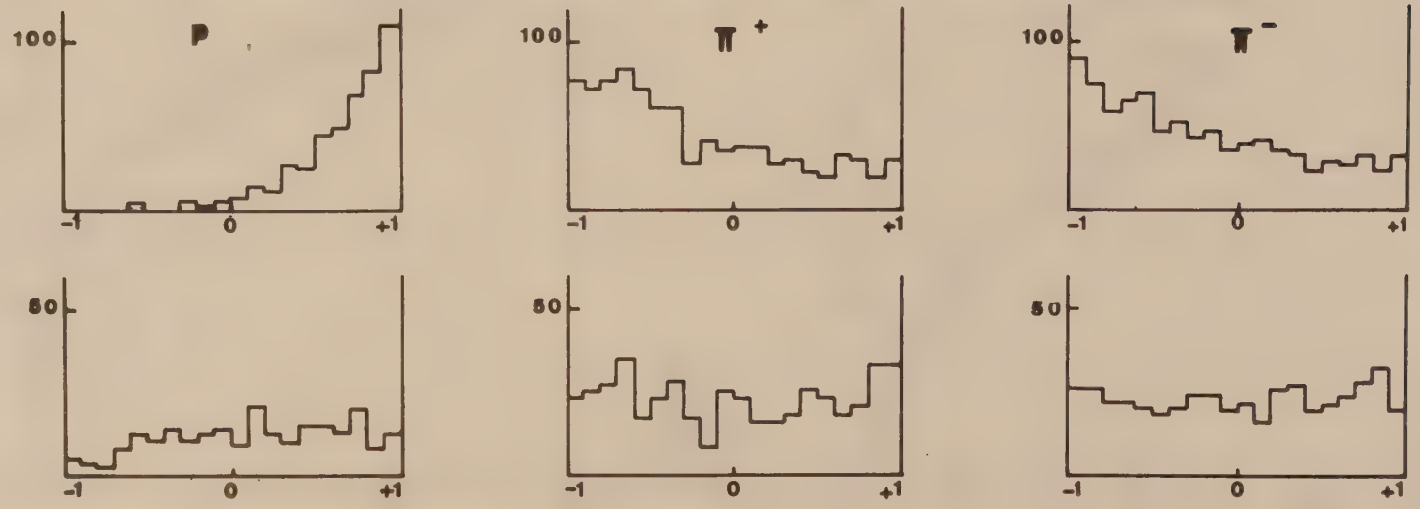


REGION I
101 EVTS

REGION II
442 EVTS

DISTRIBUTIONS ANGULAIRES DANS LE S.C.M. DU (p4π)

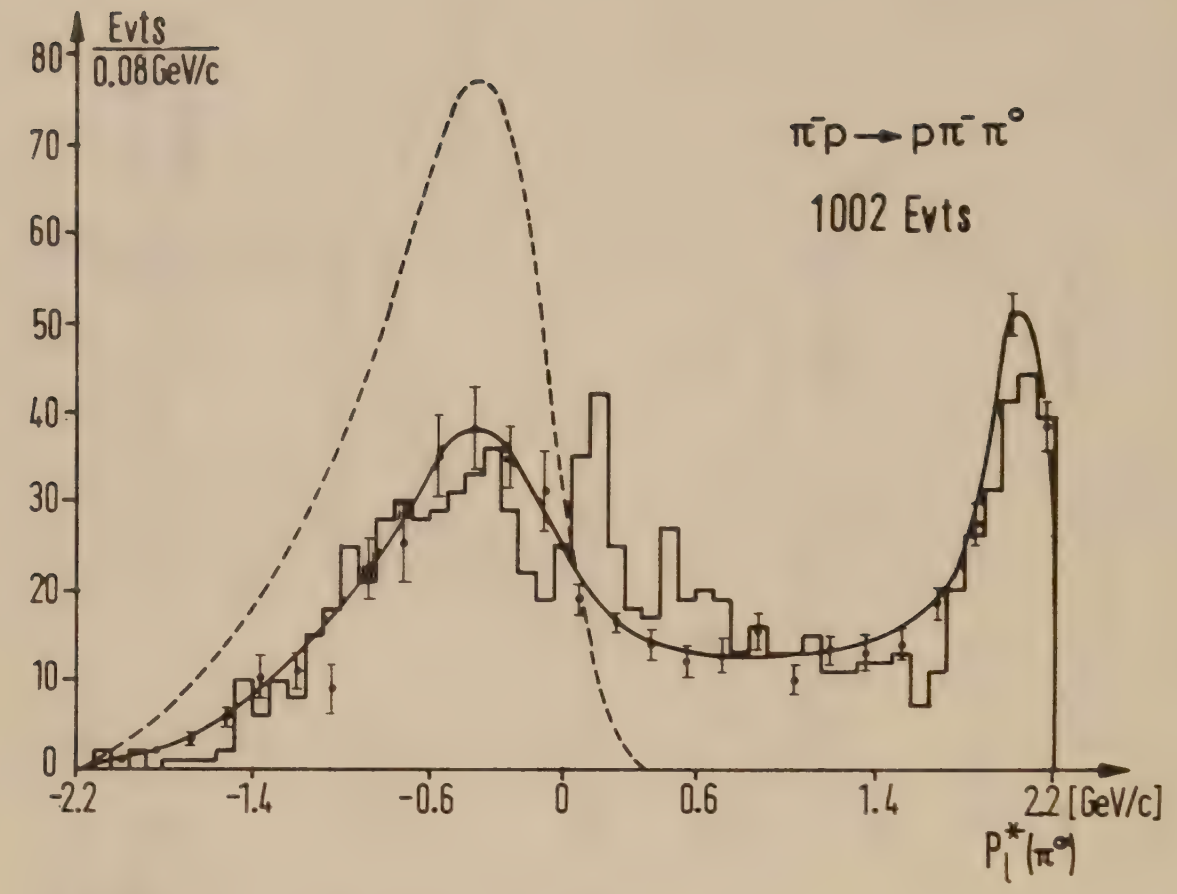
b)

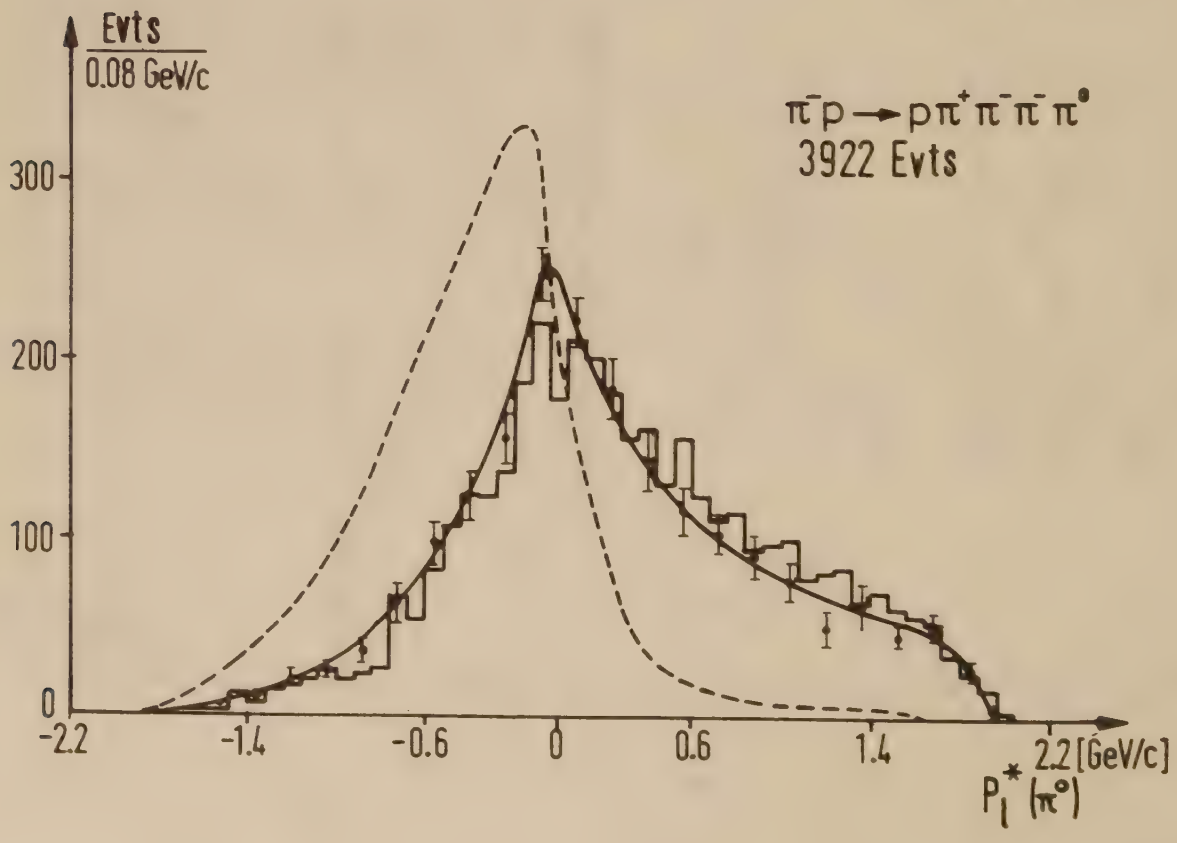


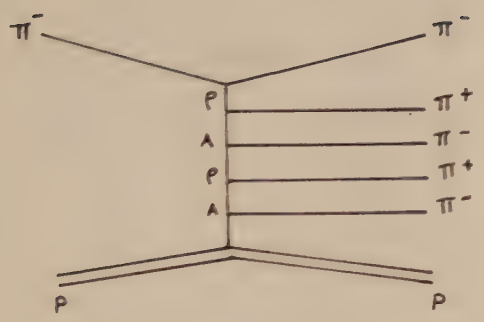
REGION II
442 EVTS

REGION III
228 EVTS

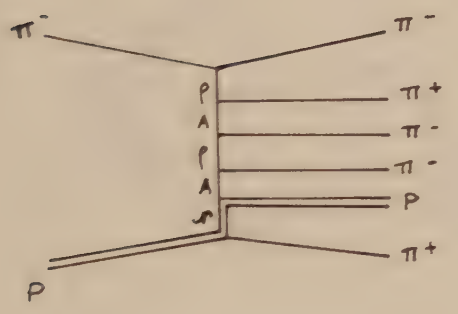
fig.30


Evts
0.08 GeV/c
80
70
60
50
40
30
20
10
0
$\pi^- p \rightarrow p\pi^-\pi^\circ$
1002 Evts
-2.2
-1.4
-0.6
0
0.6
1.4
2.2 [GeV/c]
$P_l^*(\pi^\circ)$

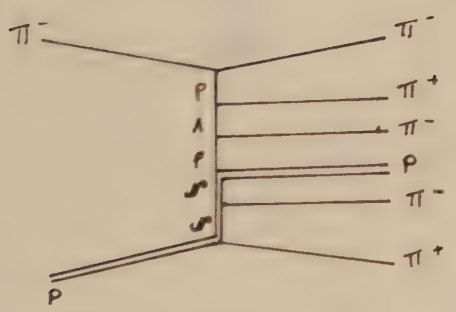

Evts
0.08 GeV/c
300
200
100
0
$\pi^- p \rightarrow p\pi^+\pi^-\pi^-\pi^\circ$
3922 Evts
-2.2
-1.4
-0.6
0
0.6
1.4
2.2 [GeV/c]
$P_l^*(\pi^\circ)$



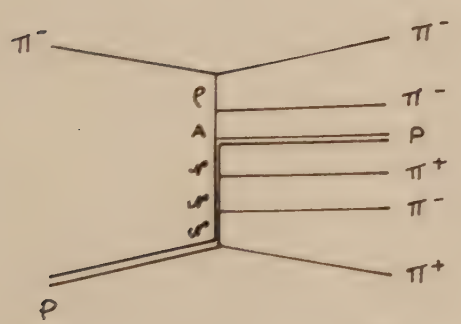
+ 3 permutations

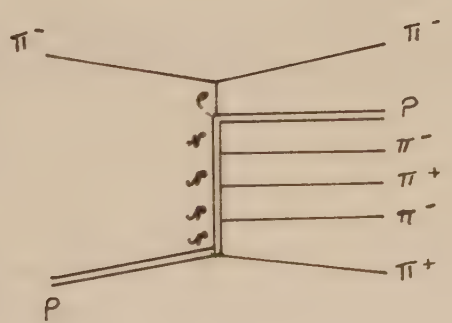


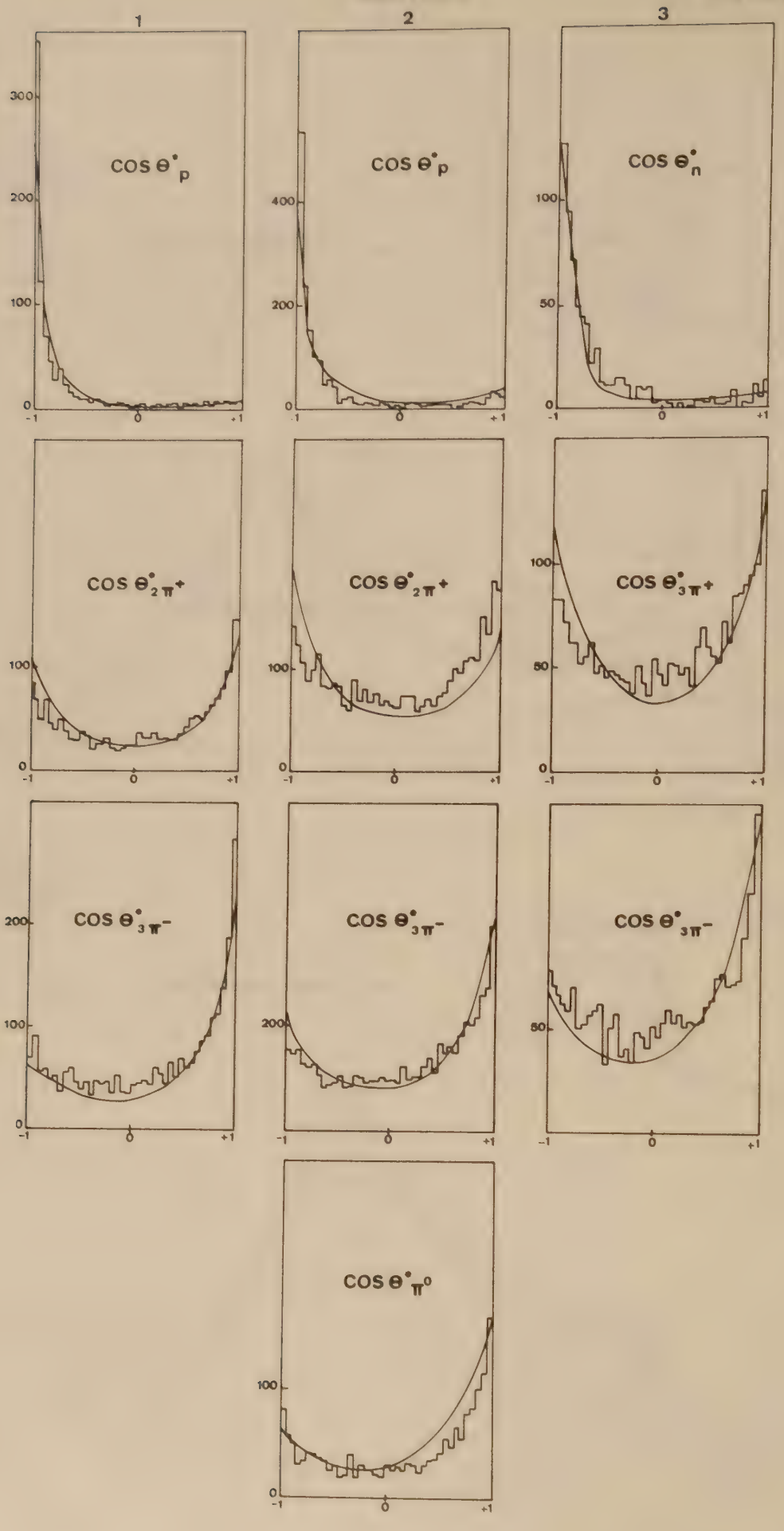
+ 1 permutation

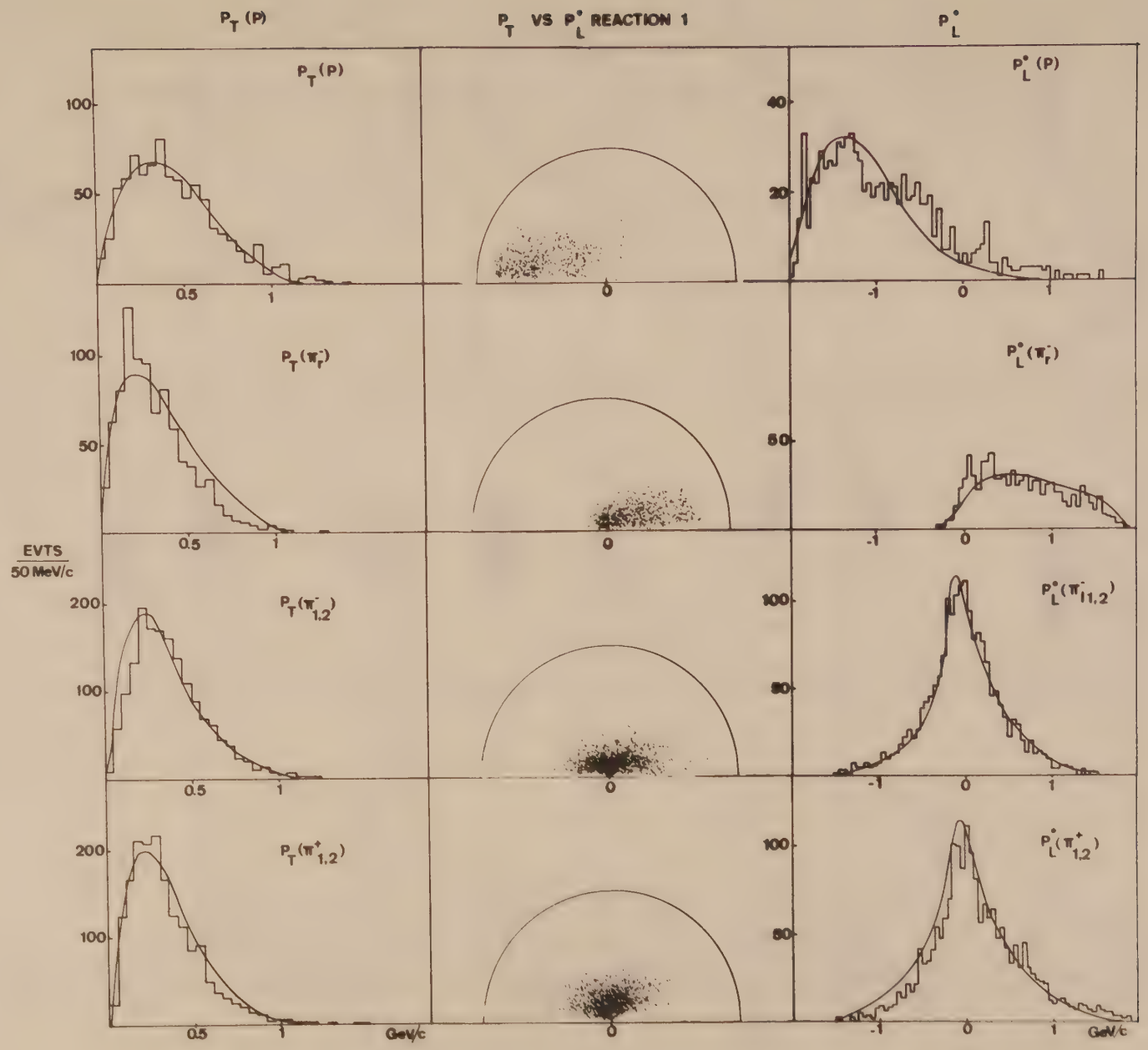


+ 1 permutation



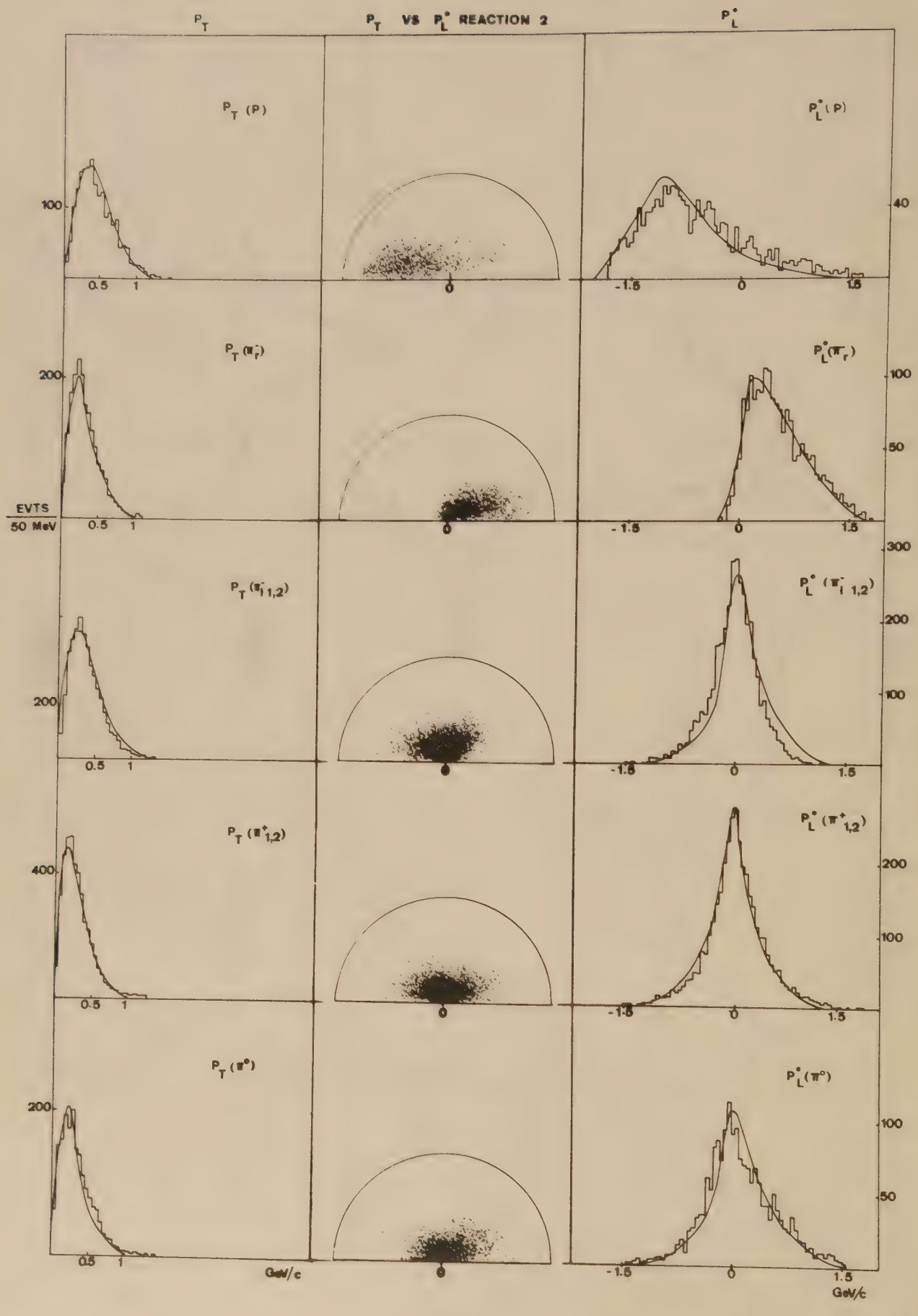



1
2
3
cos θ*p
cos θ*p
cos θ*n
cos θ*2π+
cos θ*2π+
cos θ*3π+
cos θ*3π−
cos θ*3π−
cos θ*3π−
cos θ*π0
-1
0
+1


P_T (P)
P_T VS P_L^* REACTION 1
P_L^*
$P_T(P)$
$P_L^*(P)$
$P_T(\pi_r^-)$
$P_L^*(\pi_r^-)$
$P_T(\pi_{1,2}^-)$
$P_L^*(\pi_{1,2}^-)$
$P_T(\pi_{1,2}^+)$
$P_L^*(\pi_{1,2}^+)$
EVTS
50 MeV/c
GeV/c
GeV/c

fig·34

fig. 35


P_T
P_T VS P_L^* REACTION 2
P_L^*
P_T (P)
P_L^* (P)
P_T (π^-_r)
P_L^* (π^-_r)
P_T ($\pi^-_{1,2}$)
P_L^* ($\pi^-_{1,2}$)
P_T ($\pi^+_{1,2}$)
P_L^* ($\pi^+_{1,2}$)
P_T (π^0)
P_L^* (π^0)
EVTS
50 MeV
GeV/c
GeV/c

fig·36

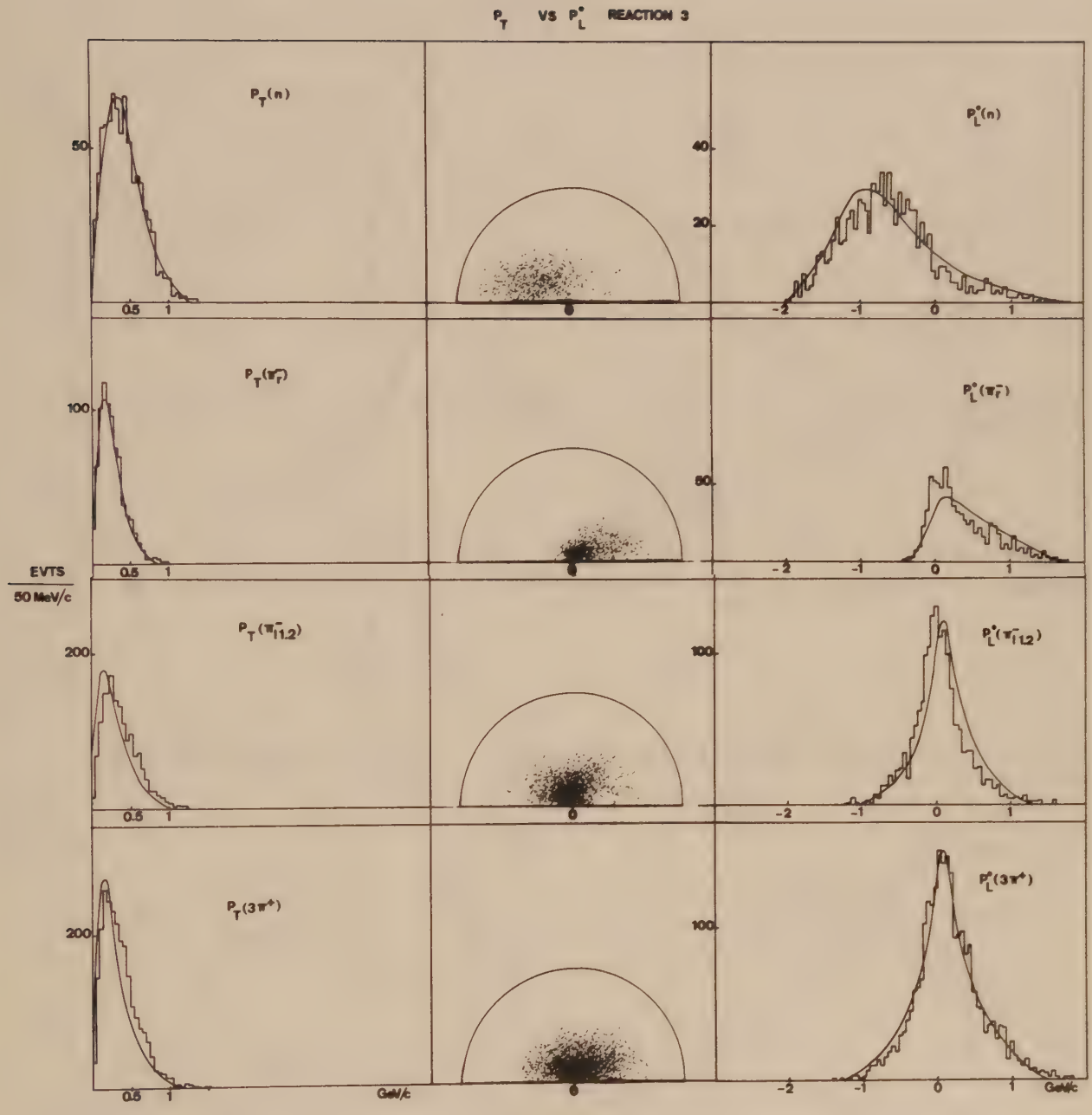

P_T VS P_L^* REACTION 3
$P_T(n)$
$P_L^*(n)$
$P_T(\pi_f^-)$
$P_L^*(\pi_f^-)$
$P_T(\pi_{i1,2}^-)$
$P_L^*(\pi_{i1,2}^-)$
$P_T(3\pi^+)$
$P_L^*(3\pi^+)$
EVTS / 50 MeV/c
GeV/c
GeV/c

fig. 37

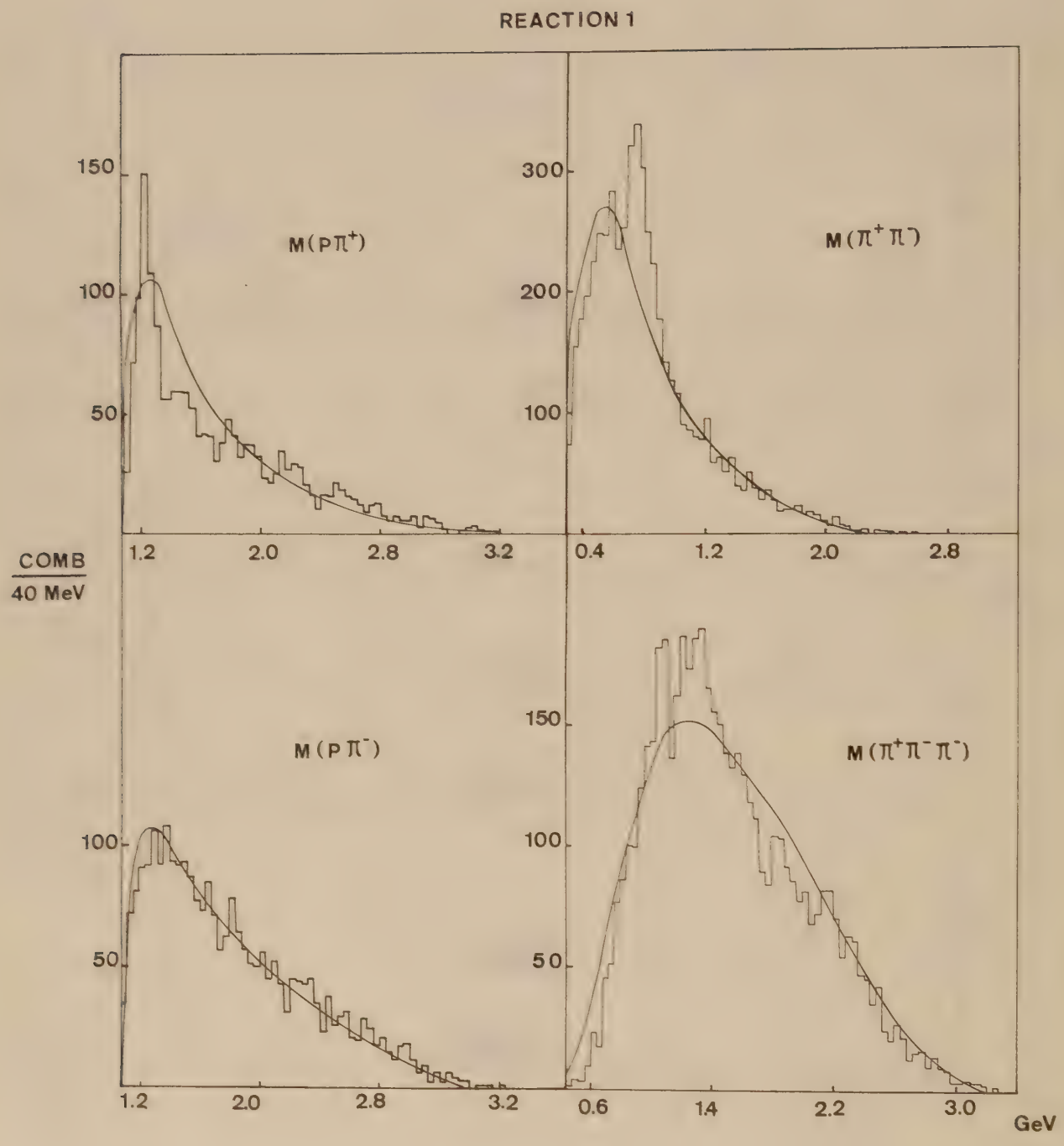
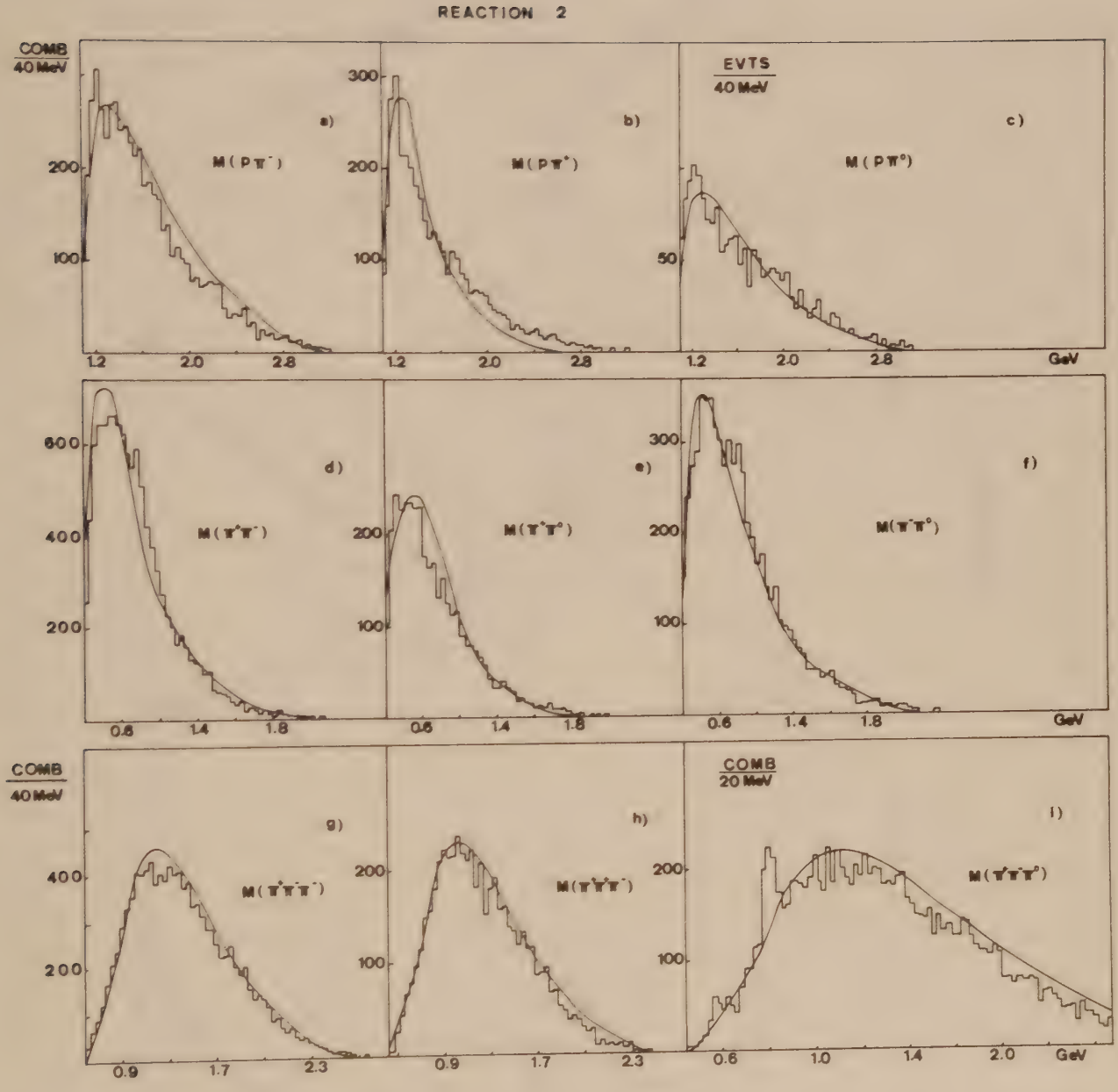


fig.38


REACTION 2
COMB
40 MeV
a)
M(pπ⁻)
b)
M(pπ⁺)
EVTS
40 MeV
c)
M(pπ°)
GeV
d)
M(π⁺π⁻)
e)
M(π⁺π°)
f)
M(π⁻π°)
GeV
COMB
40 MeV
g)
M(π⁺π⁻π⁻)
h)
M(π⁺π⁺π⁻)
COMB
20 MeV
i)
M(π⁺π⁻π°)
GeV

REACTION 3

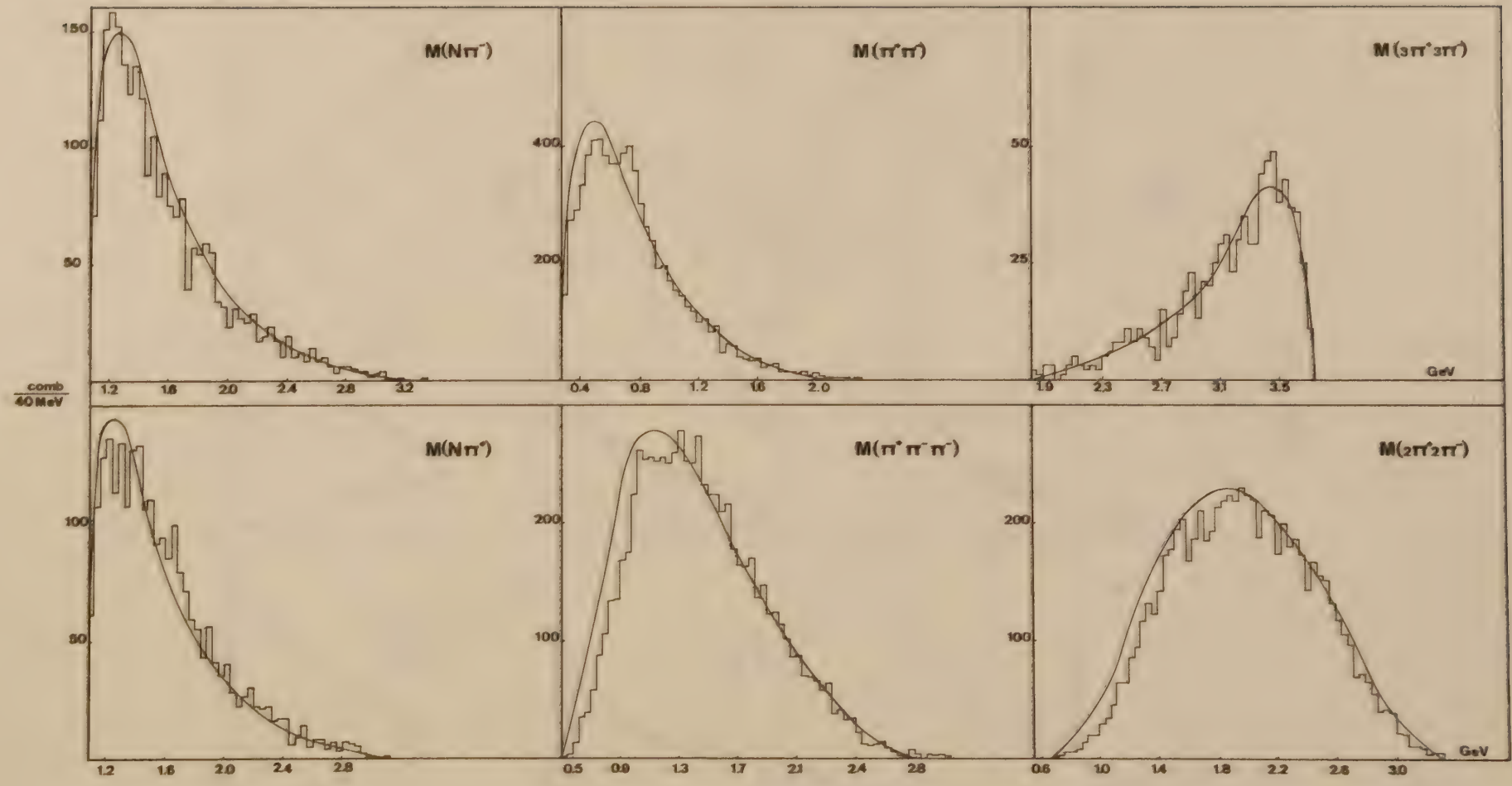


fig.39

Vu et approuvé

ORSAY, le 15 juin 1972

Le Vice-Président du Centre d'Orsay